



VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

**FAKULTA ELEKTROTECHNIKY
A KOMUNIKAČNÍCH TECHNOLOGIÍ**

FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND COMMUNICATION

ÚSTAV ELEKTROENERGETIKY

DEPARTMENT OF ELECTRICAL POWER ENGINEERING

**ROZLOŽENÍ VÝKONU A TEPLOT V PALIVOVÝCH
SOUBORECH REAKTORU VVER-440 NA ELEKTRÁRNĚ
DUKOVANY**

POWER AND TEMPERATURE DISTRIBUTION IN NUCLEAR FUEL ASSEMBLIES OF VVER-440 REACTOR
AT DUKOVANY NPP

DIPLOMOVÁ PRÁCE

MASTER'S THESIS

AUTOR PRÁCE

AUTHOR

Bc. Luděk Smola

VEDOUCÍ PRÁCE

SUPERVISOR

Ing. Karel Katovský, Ph.D.

BRNO 2016

Diplomová práce

magisterský navazující studijní obor **Elektroenergetika**

Ústav elektroenergetiky

Student: Bc. Luděk Smola

ID: 146957

Ročník: 2

Akademický rok: 2015/16

NÁZEV TÉMATU:

Rozložení výkonu a teplot v palivových souborech reaktoru VVER-440 na Elektrárně Dukovany

POKYNY PRO VYPRACOVÁNÍ:

1. Seznamte se s provozním měřením teploty a výkonu v aktivní zóně reaktorů Elektrárny Dukovany.
2. Seznamte se s výpočetními programy používanými k predikcím a simulacím vývinu tepla v jaderných reaktorech, zejména s kódem MOBY-DICK.
3. Proveďte poproutkovou analýzu vybraných palivových kazet definovaného bloku jaderné elektrárny Dukovany.
4. Analyzujte vliv nesymetrického vývinu tepla v palivových proutcích na měření výstupní teploty z palivové kazety.

DOPORUČENÁ LITERATURA:

podle pokynů vedoucího a konzultanta práce

Termín zadání: 8.2.2016

Termín odevzdání: 20.5.2016

Vedoucí práce: Ing. Karel Katovský, Ph.D.

Konzultant diplomové práce: Ing. Josef Bajgl, ČEZ, a.s.

doc. Ing. Petr Toman, Ph.D., předseda oborové rady

UPOZORNĚNÍ:

Autor diplomové práce nesmí při vytváření diplomové práce porušit autorská práva třetích osob, zejména nesmí zasahovat nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a musí si být plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících autorského zákona č. 121/2000 Sb., včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení části druhé, hlavy VI. díl 4 Trestního zákoníku č.40/2009 Sb.

Bibliografická citace práce:

SMOLA, L. *Rozložení výkonu a teplot v palivových souborech reaktoru VVER-440 na Elektrárně Dukovany*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, 2016. 78 s. Vedoucí diplomové práce Ing. Karel Katovský, Ph.D..

Jako autor uvedené diplomové práce dále prohlašuji, že v souvislosti s vytvořením této diplomové práce jsem neporušil autorská práva třetích osob, zejména jsem nezasáhl nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a jsem si plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících autorského zákona č. 121/2000 Sb., včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení části druhé, hlavy VI. Díl 4 Trestního zákoníku č. 40/2009 Sb.

Děkuji společnosti Škoda JS a.s. za poskytnutí aktuální verze programu MOBY-DICK, včetně knihoven dat a vizualizačního nástroje Mapview. Dále děkuji pánům Ing. Martinu Bártovi a Ing. Josefu Bajglovi z Oddělení projektování a bezpečnostního hodnocení palivových vsázek na EDU za poskytnutí velmi cenných rad a dalších materiálů, klíčových pro vypracování této práce. V neposlední řadě také děkuji vedoucímu práce panu Ing. Karlu Katovskému, Ph.D. za odborné vedení při vytváření této diplomové práce.

.....

ABSTRAKT

Tato diplomová práce se zabývá výpočtem rozložení výkonu a teplot v palivových souborech reaktoru typu VVER-440 na Elektrárně Dukovany. Teoretická část obsahuje stručný popis technologie zmíněného reaktoru VVER-440, paliva a jeho vývoje na Elektrárně Dukovany, základy problematiky vývinu tepla v jaderných reaktorech a souhrnný popis a rozdělení výpočetních kódů, používaných pro reaktorové výpočty. Podrobněji je popsán výpočetní program MOBY-DICK, včetně vstupních a výstupních souborů. Pomocí tohoto programu je proveden poproutkový výpočet rozložení výkonu u vybraných kampaní definovaného bloku na Elektrárně Dukovany, pro reprezentativní kazety jsou výstupní hodnoty výpočtu vizualizovány. Na jejich základě je provedena analýza vlivu nerovnoměrného rozložení výkonu v aktivní zóně a náklonu výkonu v rámci palivových kazet na měření teploty na výstupu palivových kanálů, která je stěžejním bodem celé práce.

KLÍČOVÁ SLOVA: VVER-440, Elektrárna Dukovany, výpočetní kód, MOBY-DICK, poproutkový výpočet, rozložení výkonu v aktivní zóně

ABSTRACT

This Master's thesis focuses on calculation of power and temperature distribution in fuel assemblies of VVER-440 reactor at Dukovany Nuclear Power Plant. Theoretical section contains a brief description of VVER-440 technology, fuel and its development at Dukovany Nuclear Power Plant, basics of heat generation in nuclear reactors as well as an overview and categorization of computer codes, used for core calculations. Of these codes, the MOBY-DICK computer code is then described in depth, including its input and output files. The MOBY-DICK code is later on used for pinwise calculating power distribution of selected fuel cycles of defined units at Dukovany Nuclear Power Plant, with vizualization of output values for characteristic fuel assemblies. Results of this computation are then used for analysis, whether uneven power distribution in the core and heat generation gradient within fuel assemblies have any influence on measuring channel output temperatures, which is the pivotal part of this thesis.

KEY WORDS: VVER-440, Dukovany Nuclear Power Plant, computer code, MOBY-DICK, pinwise calculation, core power distribution

OBSAH

SEZNAM OBRÁZKŮ.....	8
SEZNAM TABULEK	10
SEZNAM SYMBOLŮ A ZKRATEK.....	11
1 ÚVOD	13
2 REAKTOR VVER-440 A JEHO PALIVOVÁ VSÁZKA	14
2.1 STRUČNÝ POPIS AKTIVNÍ ZÓNY	14
2.2 PALIVOVÁ VSÁZKA NA EDU A JEJÍ VÝVOJ	17
2.2.1 PROJEKTOVÁ PALIVOVÁ VSÁZKA	17
2.2.2 INOVACE PALIVA A PALIVOVÉHO CYKLU	18
2.3 SYSTÉM VNITROREAKTOROVÉHO MĚŘENÍ	21
3 VÝVIN TEPLA V JADERNÝCH REAKTORECH.....	24
3.1 ENERGIE UVOLNĚNÁ PŘI ŠTĚPENÍ.....	24
3.2 ENERGIE VYUŽITELNÁ V JADERNÉM REAKTORU	26
3.3 VÝVIN TEPLA V AKTIVNÍ ZÓNĚ REAKTORU.....	27
3.3.1 SOUČINITELE NEROVNOMĚRNOSTI VÝVINU TEPLA.....	27
3.3.2 FUNKCE VÝVINU TEPLA	28
3.3.3 VÝVIN TEPLA NA JEDNOTKU DÉLKY PALIVOVÉHO PROUTKU	29
3.4 STACIONÁRNÍ ROZLOŽENÍ TEPLIT V PALIVOVÉM KANÁLE	30
3.4.1 ENERGETICKÁ ROVNICE PROUDÍCÍHO CHLADIVA, TEPLOTA CHLADIVA.....	30
3.4.2 PŘÍKLAD VÝPOČTU VÝSTUPNÍ TEPLoty CHLADIVA	33
4 VÝPOČETNÍ KÓDY A JEJICH FYZIKÁLNÍ ZÁKLAD	35
4.1 TRANSPORTNÍ TEORIE	35
4.2 DIFUZNÍ TEORIE	35
4.2.1 DIFUZNÍ ROVNICE, FICKŮV ZÁKON.....	36
4.2.2 PŘÍSTUPY K ŘEŠENÍ DIFUZNÍ TEORIE.....	37
4.3 METODA MONTE CARLO.....	39
4.4 ZPRACOVÁNÍ VSTUPNÍCH DAT PRO REAKTOROVÝ VÝPOČET.....	41
4.4.1 KNIHOVNY DAT.....	41
4.4.2 LATTICE KÓDY	41
4.5 SHRUTÍ.....	43
5 VÝPOČETNÍ PROGRAM MOBY-DICK.....	45
5.1 ZÁKLADNÍ POPIS	45
5.2 METODA ŘEŠENÍ.....	47
5.3 OMEZENÍ KOMPLEXNOSTI ŘEŠENÉHO PROBLÉMU	47
5.4 POPIS VSTUPNÍCH SOUBORŮ	48
5.5 POPIS VÝSTUPNÍCH SOUBORŮ	51

6 ANALÝZA Vlivu NESYMETRICKÉHO VÝVINU TEPLA NA MĚŘENÍ VÝSTUPNÍ TEPLOTY Z KAZETY	55
6.1 ROZLOŽENÍ VÝKONU A TEPLŮ V AKTIVNÍ ZÓNĚ – LIMITY A PODMÍNKY	55
6.2 POPIS A VIZUALIZACE POPROUTKOVÉHO ROZLOŽENÍ VÝKONU	57
6.2.1 NÁKLON VÝKONU	57
6.2.2 ZOBRAZENÍ ROZLOŽENÍ VÝKONU UVNITŘ KAZET POMOCÍ OS	60
6.3 SROVNÁNÍ VYPOČTENÝCH A ZMĚŘENÝCH TEPLŮ CHLADIVA NA VÝSTUPU Z KAZET	66
7 ZÁVĚR.....	75
POUŽITÁ LITERATURA	77

SEZNAM OBRÁZKŮ

<i>Obr. 2.1: Řez palivovým proutkem paliva VVER-440.....</i>	<i>14</i>
<i>Obr. 2.2: Schéma jaderného energetického reaktoru VVER-440.....</i>	<i>15</i>
<i>Obr. 2.3: Řez palivovou kazetou VVER-440.....</i>	<i>16</i>
<i>Obr. 2.4: Kartogramy vybraných palivových vsázek na čtvrtém bloku EDU.....</i>	<i>19</i>
<i>Obr. 2.5: Vývoj palivových kazet na EDU.....</i>	<i>20</i>
<i>Obr. 2.6: Detail vyvedení termočlánků do kompenzační krabice.....</i>	<i>21</i>
<i>Obr. 2.7: Jedna z kompenzačních krabic pro termočlánky nad víkem reaktoru.....</i>	<i>22</i>
<i>Obr. 2.8: Vyvedení termočlánků ke kompenzačním krabicím.....</i>	<i>22</i>
<i>Obr. 2.9: Instrumentace a měření teplot a neutronového toku na 2. bloku EDU.....</i>	<i>23</i>
<i>Obr. 3.1: Výtěžek produktů štěpení ^{235}U pro různé energie štěpících neutronů.....</i>	<i>25</i>
<i>Obr. 3.2: Průběh vývinu tepla po výšce měřicího kanálu reaktoru VVER-440.....</i>	<i>29</i>
<i>Obr. 3.3: Příklad axiálního průběhu teplot v reaktoru VVER-440.....</i>	<i>32</i>
<i>Obr. 4.1: Metoda konečných diferencí v jednorozměrné geometrii.....</i>	<i>38</i>
<i>Obr. 4.2: Simulace dráhy neutronu pomocí metody Monte Carlo.....</i>	<i>40</i>
<i>Obr. 4.3: Diskretizace spojitě energetické závislosti účinného průřezu.....</i>	<i>41</i>
<i>Obr. 4.4: Homogenizace účinných průřezů a slučování energetických grup.....</i>	<i>42</i>
<i>Obr. 4.5: Schéma zpracování dat pro vstupy do výpočtu aktivní zóny reaktoru.....</i>	<i>43</i>
<i>Obr. 5.1: Popis vstupních dat programu MOBY-DICK.....</i>	<i>49</i>
<i>Obr. 5.2: Příklad části výstupního souboru ABF.M.f4c01.....</i>	<i>50</i>
<i>Obr. 5.3: Číslování kazet v jedné šestině AZ způsobem BIPR a způsobem MOBY-DICK.....</i>	<i>52</i>
<i>Obr. 5.4: Číslování proutků v kazetě.....</i>	<i>53</i>
<i>Obr. 5.5: Pokazetové rozložení relativních výkonů v jedné šestině AZ.....</i>	<i>54</i>
<i>Obr. 5.6: Poproutkové rozložení relativních výkonů v jedné šestině AZ.....</i>	<i>54</i>
<i>Obr. 6.1: Odvození náklonu výkonu.....</i>	<i>57</i>
<i>Obr. 6.2: Grafické zobrazení gradientu výkonu v kazetě.....</i>	<i>58</i>
<i>Obr. 6.3: Závislost rozptylu K_r na náklonu pro 28. kampaň 4. bloku EDU.....</i>	<i>59</i>
<i>Obr. 6.4: Závislost náklonu na efektivním čase pro čerstvé kazety.....</i>	<i>59</i>
<i>Obr. 6.5: Řez kazetou třemi osami A, B, C v naznačených směrech.....</i>	<i>60</i>
<i>Obr. 6.6: Grafické zobrazení relativních výkonů proutků ve vybraných kazetách.....</i>	<i>61</i>
<i>Obr. 6.7: Průběhy relativních výkonů proutků uvnitř vybraných kazet ve třech osách.....</i>	<i>62</i>
<i>Obr. 6.8: Srovnání průběhů relativních výkonů v osách pro různé typy paliva.....</i>	<i>63</i>
<i>Obr. 6.9: Vývoj průběhů relativních výkonů v osách kazety č. 6321 – 1.část.....</i>	<i>64</i>

<i>Obr. 6.10: Vývoj průběhů relativních výkonů v osách kazety č. 6321 – 2.část.....</i>	<i>65</i>
<i>Obr. 6.11: Teploty chladiva na výstupu z kazet pro 40. den 28. kampaně 4. bloku.....</i>	<i>66</i>
<i>Obr. 6.12: Teploty chladiva na výstupu z kazet pro 200. den 28. kampaně 4. bloku.....</i>	<i>67</i>
<i>Obr. 6.13: Měřené teploty chladiva na výstupu z kazet pro 40. den 28. kampaně.....</i>	<i>68</i>
<i>Obr. 6.14: Měřené teploty chladiva na výstupu z kazet pro 200. den 28. kampaně.....</i>	<i>69</i>
<i>Obr. 6.15: Rozdíly mezi měřenými a vypočtenými teplotami pro 40. den 28. kampaně</i>	<i>71</i>
<i>Obr. 6.16: Rozdíly mezi měřenými a vypočtenými teplotami pro 200. den 28. kampaně</i>	<i>72</i>

SEZNAM TABULEK

Tab. 3.1: Průměrná energie uvolněná při štěpení ^{235}U [9].....26

Tab. 6.1: Tabulka naměřených a vypočtených výstupních teplot a jejich odchylek.....70

SEZNAM SYMBOLŮ A ZKRATEK

<i>Zkratka</i>	<i>Plné znění</i>
<i>EDU</i>	Jaderná elektrárna Dukovany
<i>VVER</i>	Vodo-vodjanoj energetičeskij reaktor (tlakovodní reaktor východního typu)
<i>AZ</i>	Aktivní zóna
<i>PK</i>	Palivová kazeta
<i>HRK</i>	Havarijní a regulační kazeta
<i>TN</i>	Tlaková nádoba
<i>BS</i>	Bazén skladování

<i>Značka</i>	<i>Veličina</i>	<i>Značka jednotky</i>
<i>D</i>	Difuzní koeficient	m
<i>E</i>	Energie	J, eV
<i>F</i>	Funkce vývinu tepla	-
<i>H</i>	Výška	m
<i>J</i>	Hustota proudu neutronů	$\text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$
<i>K</i>	Součinitel nerovnoměrnosti vývinu tepla	-
<i>P</i>	Výkon	W
<i>Q</i>	Vydatnost objemového zdroje neutronů	m^{-3}
<i>Q_m</i>	Hmotnostní průtok	$\text{kg} \cdot \text{s}^{-1}$
<i>R</i>	Poloměr	m
<i>S</i>	Obsah	m^2
<i>T</i>	Teplota (termodynamická)	K
<i>V</i>	Objem	m^3
<i>c</i>	Měrná tepelná kapacita	$\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$
<i>i</i>	Měrná entalpie	$\text{J} \cdot \text{kg}^{-1}$
<i>k_{ef}</i>	Koeficient násobení	-
<i>m</i>	Hmotnost	kg
<i>n</i>	Počet (např. kazet)	-
<i>q</i>	Měrný výkon	$\text{W} \cdot \text{m}^{-3}$
<i>r</i>	Poloměr	m
<i>r</i>	Polohový vektor	m
<i>t</i>	Teplota	°C
<i>u</i>	Atomová hmotnostní jednotka	kg
<i>v</i>	Rychlost	$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$
<i>w</i>	Rychlost chladiwa	$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$
<i>x, y, z</i>	Souřadnice v kartézském systému	m
Σ	Účinný průřez	m^2
Ω	Prostorový úhel	sr

φ	Hustota toku neutronů	m^{-3}
μ	Součinitel vyrovnání vývinu tepla	-
τ	Čas	s
ζ	Relativní výšková souřadnice	-

1 ÚVOD

Drtivá většina jaderných energetických reaktorů, které jsou v současné době v provozu, jsou tlakovodní reaktory – moderované i chlazené lehkou vodou. Technologie těchto reaktorů je dobře známá, má dlouhou tradici a skvělé bezpečnostní i provozní charakteristiky. Proto je také tento typ tak široce rozšířený a stále hraje prim i v počtu nově stavěných bloků. Jaderný výzkum se ve velké míře soustředí na vývoj nových generací a typů reaktorů, které by vykazovaly ještě lepší bezpečnostní a provozně ekonomické charakteristiky a lépe by využily energetický potenciál paliva. S tak velkou flotilou současně provozovaných tlakovodních reaktorů je ale určitě na místě zabývat se i jejich optimalizací. Zvláště palivo pro tlakovodní reaktory urazilo od prvních prototypů tlakovodních reaktorů dlouhou cestu. Problematika palivových vsázek a jejich optimalizace pro lepší stabilitu provozu, lepší využití paliva a tudíž ekonomičtější chod reaktorů je stále aktuální, a její výsledky přináší znatelný a především okamžitý přínos.

Hlavním hnacím motorem inovací a optimalizací palivových vsázek byl bezpochyby nástup moderní výpočetní techniky. Problematika reaktorové fyziky je velice složitá a snaha o přesný popis chování neutronů v aktivní zóně vede ke značně komplikovaným rovnicím, které se mnohdy analyticky bez určitých zjednodušení řešit nedají. Stále výkonnější počítače umožnily vývoj různých numerických programů, pomocí kterých je možné řešit složité fyzikální výpočty dříve prakticky neřešitelné. Vznikají zde samozřejmě požadavky na výpočetní algoritmy a metody řešení v rámci těchto programů, aby výsledky co nejlépe odpovídaly skutečnosti. Přestože vývoj těchto programů pro reaktorové výpočty (tzv. výpočetních kódů) od svých začátků výrazně pokročil, stále zde existují oblasti, kde přesnost výpočtů není zcela uspokojující a vykazuje značné odchylky od reálných hodnot. Z hlediska provozního řízení reaktoru a návrhu nových palivových vsázek je klíčové mít k dispozici kvalitní výpočtové podklady, odpovídající co možná nejvíce skutečnosti, popř. znát příčiny jejich odchylek od skutečnosti. V opačném případě se může stát, že palivové vsázky nebudou navrženy optimálně a tudíž nebude dosaženo ideálních provozních parametrů či ideálního využití paliva.

Tato diplomová práce si klade za cíl analyzovat jeden takový jev, konkrétně odchylku měřené teploty chladiva na výstupu z kazet reaktoru VVER-440 od vypočtené teploty. Bude provedena studie, která má za cíl zjistit, zda má nerovnoměrné rozložení výkonu v rámci jednotlivých kazet vliv na měření výstupní teploty, a tedy i na její odchylku od teploty vypočtené. Modelovou elektrárnou pro tuto práci je Jaderná elektrárna Dukovany, výpočet rozložení výkonu a teplot bude proveden ve výpočetním programu MOBY-DICK, který se pro podobné výpočty na této elektrárně používá. Celý postup analýzy bude konzultován s pracovníky Útvaru reaktorové fyziky na EDU, kteří také poskytnou podklady potřebné pro výpočet a naměřená data pro srovnání.

2 REAKTOR VVER-440 A JEHO PALIVOVÁ VSÁZKA

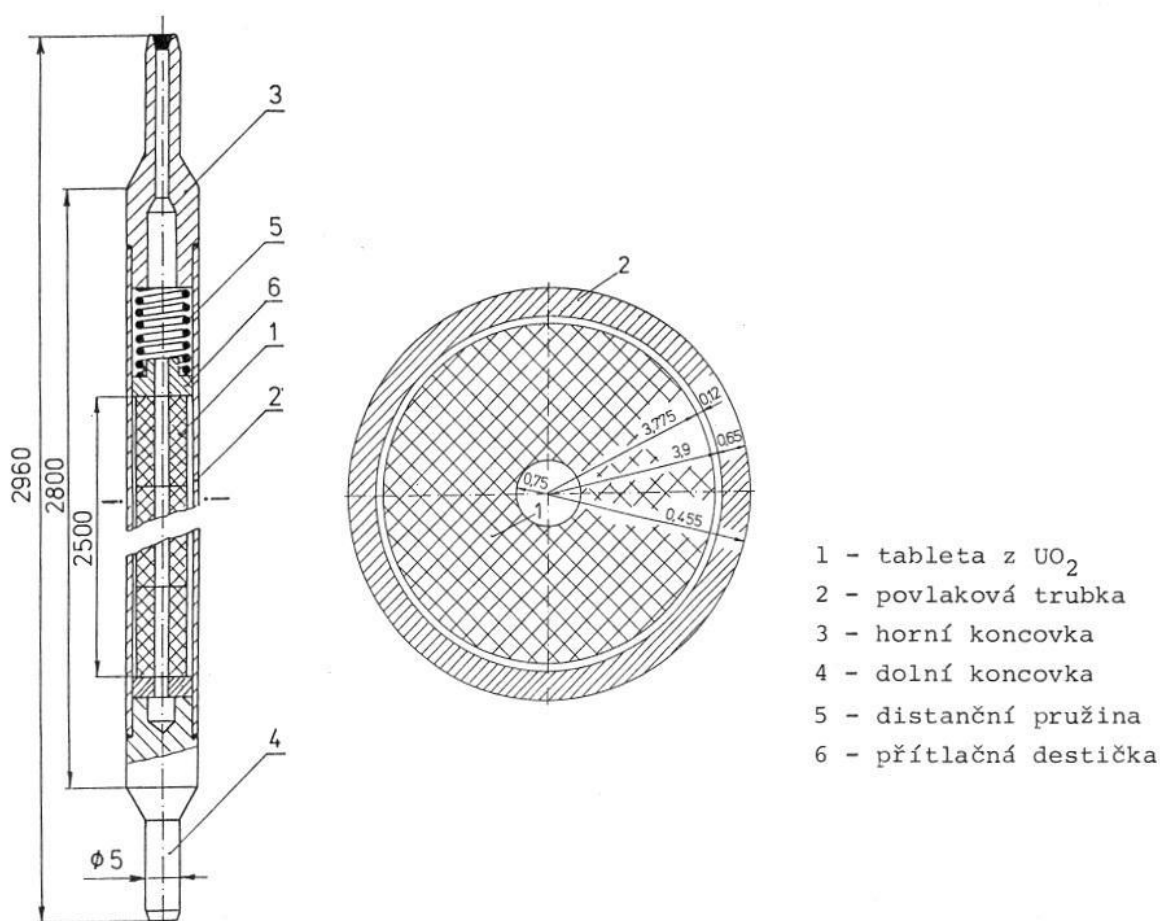
Jaderný energetický reaktor VVER-440/V-213 je druhou generací východní reaktorové koncepce VVER, s elektrickým výkonem, jak napovídá název, 440 MW (v původním konceptu, na EDU se modernizací podařilo dosáhnout výkonu 500 MW). Jedná se o tlakovodní reaktor s heterogenním uspořádáním paliva v trojúhelníkové mříži. Jako chladivo a zároveň moderátor je použita chemicky upravená lehká voda s rozpuštěnou kyselinou boritou.

Palivem je mírně obohacený UO_2 , který je ve formě tablet uložen v palivových proutcích, ze kterých se skládají palivové kazety. Palivové kazety jsou umístěny v aktivní zóně (AZ), která je konstruována takovým způsobem, aby byl zajištěn optimální uran-moderátorový poměr, funkce regulačních orgánů a správná funkce čidel vnitroreaktorového měření. Schéma reaktoru VVER-440 je znázorněno na Obr. 2.2.

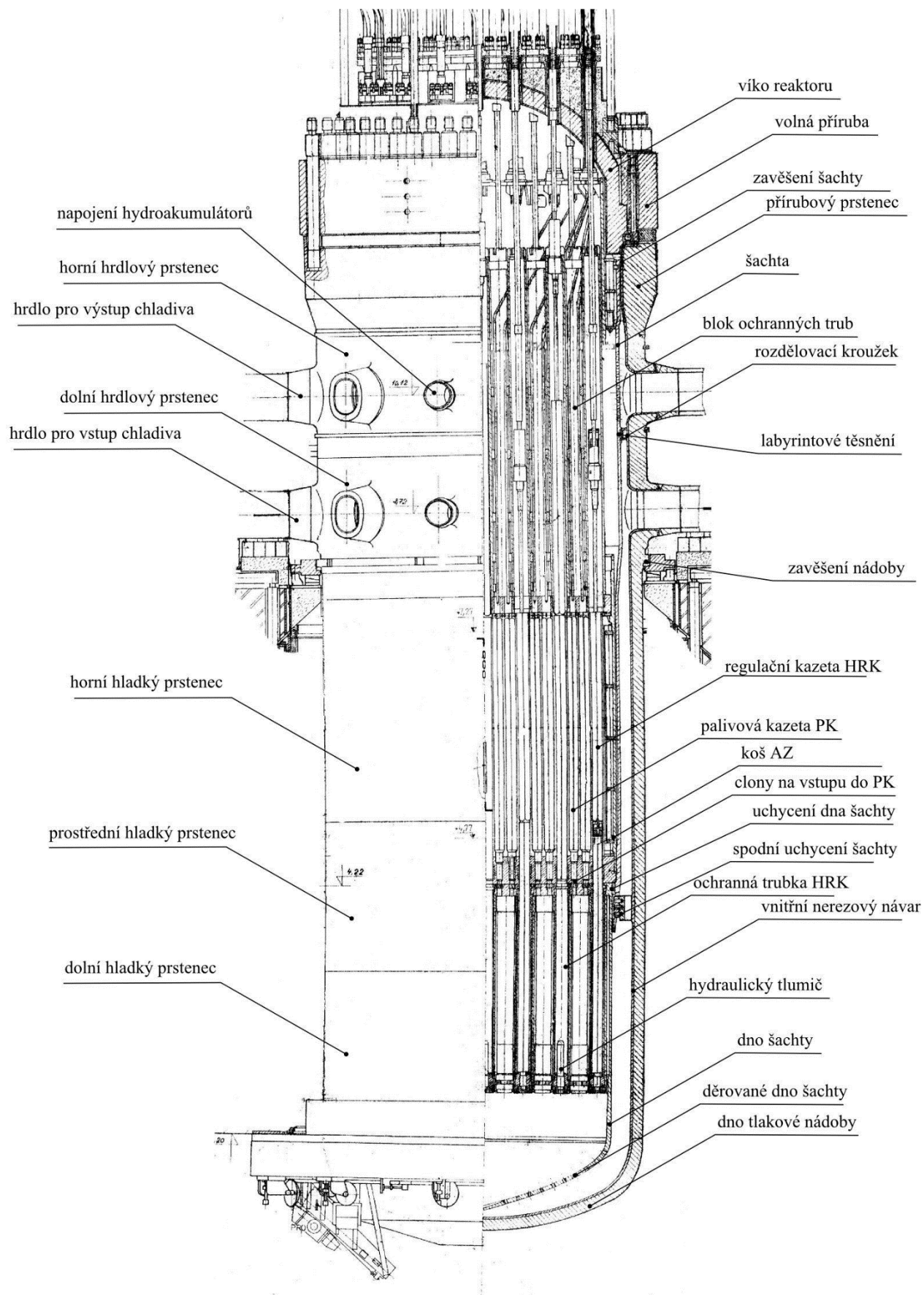
Faktické informace, uvedeny v této kapitole, a některé formulace důležitých pojmů vychází ze zdrojů [1], [2], [3], [4] a [5].

2.1 Stručný popis aktivní zóny

Aktivní zóna reaktoru VVER-440 se skládá z 312 palivových kazet a 37 regulačních kazet (celkem 349), každá kazeta má 126 palivových proutků. Uran je využíván ve formě keramických UO_2 tablet. Tyto tablety jsou uloženy v palivových proutcích, ze kterých se pak skládají palivové kazety.

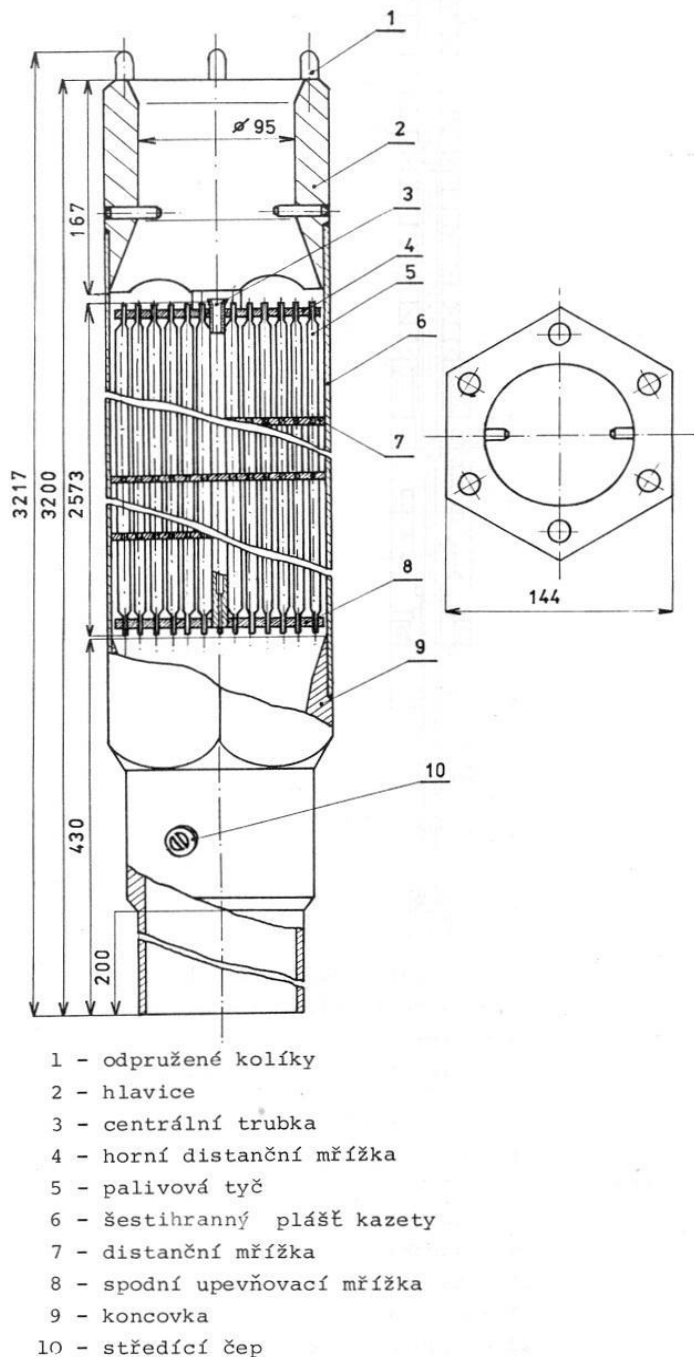


Obr. 2.1: Řez palivovým proutkem paliva VVER-440 [5]



Obr. 2.2: Schéma jaderného energetického reaktoru VVER-440 [6]

Palivový proutek se skládá z palivových tablet (pelet), které jsou naskládány v povlakové trubce ze slitiny Zr + 1% Nb. Toto pokrytí tvoří hermetickou bariéru zabráňující vniku štěpných produktů do primárního chladiva. Vnitřní prostor pokrytí je vyplněn plynným heliem především pro zlepšení tepelné vodivosti mezery mezi palivem a pokrytím. Všechny tablety jsou opatřeny centrálním otvorem, který snižuje tepelné namáhání paliva ve středu proutku a zároveň slouží k hromadění plynných štěpných produktů. Řez palivovým proutkem je na Obr. 2.1.



Obr. 2.3: Řez palivovou kazetou VVER-440 [5]

Každá palivová kazeta (také palivový soubor) obsahuje 126 proutků sestavených v trojúhelníkové mříži. Proutky jsou upevněny ve spodní desce palivové kazety, která je pevně spojena s válcovou koncovkou. Válcová koncovka slouží jako vstupní otvor pro chladivo a zároveň slouží k její fixaci v nosné desce aktivní zóny. Po výšce kazety je vzájemná vzdálenost mezi

palivovými proutky udržována pomocí deseti distančních mřížek ze slitiny Zr + 2,5% Nb. V horní nosné desce jsou proutky uloženy volně, což umožňuje dilataci při teplotních změnách a zabraňuje tak nechtěné změně geometrie paliva při provozu reaktoru. V ose palivové kazety je umístěna vodící trubka, která slouží ke spojení distančních mřížek a umožňuje zasunutí suchých kanálů pro čidla neutronového toku. Schéma palivové kazety je na Obr. 2.3.

Kromě palivových kazet se v aktivní zóně nacházejí také regulační kazety (HRK). Každá HRK se skládá z horní absorpční a dolní palivové části. Ke změnám reaktivity v AZ dochází vysouváním palivových částí HRK pod aktivní zónu a současným zasouváním absorpčních částí do aktivní zóny nebo naopak. Palivová část HRK se konstrukčně liší od standardní palivové kazety provedením hlavice kazety, ve které je bajonetový uzávěr pro uchycení vložené tyče a hydraulickým tlumičem pádu přítomným ve spodní koncovce, je také kratší. Absorpční část HRK se skládá z šestihranné trubky z nerezové oceli. Na vnitřním povrchu obalu absorpční části jsou umístěny vložky z bórové oceli, středem pak vede trubka snižující tepelné namáhání. V horní hlavici je umístěn naváděcí kužel pro tyč spojující absorpční a palivovou část HRK, druhý naváděcí kužel je umístěn ve spodní části absorbátoru. Pohyb HRK zajišťuje elektrický pohon. Ten pohybuje vloženou tyčí spojující absorpční a palivovou část HRK. V pohonu je zabudován indukční snímač polohy HRK.

2.2 Palivová vsázka na EDU a její vývoj

2.2.1 Projektová palivová vsázka

Reaktory VVER-440 byly koncipovány tak, že při první vsázce se do AZ umístí kazety s obohacením 1,6 %, 2,4 % a 3,6 % ^{235}U . Po prvním roce provozu se kazety s obohacením 1,6 % vyjmou a nahradí se kazetami s obohacením 3,6 %. Při dalších kampaních se pak již používají pouze kazety s obohacením 3,6 % a malý počet kazet s obohacením 2,4 %.

Tento původní projektový cyklus byl plánován jako tříletý, s délkou kolem 300 efektivních dní. Čerstvé palivo se zaváželo v počtech 114, 114 a 121 kazet, což dává průměrný počet ročně zavážených kazet 116. Z toho bylo 36 kazet s obohacením 2,4 % (z nich 12 HRK) a 80 pracovních palivových kazet s obohacením 3,6 %. Překládkové schéma projektového cyklu bylo out-in (čerstvé palivo se zaváženo na okraj AZ). V té době byla toto běžná praxe u většiny tlakovodních reaktorů, avšak v letech zahájení provozu EDU již byly známy a v literatuře zdokumentovány palivové vsázky se sníženým únikem neutronů, u nichž se na okraj reaktoru umisťují vyhořelé kazety, a palivo se v AZ rozmisťuje na základě optimalizačního výpočtu. Takové uspořádání nejen že zvyšuje využití paliva, ale také se vyznačuje nižší dávkou záření na reaktorovou nádobu, což je vítaný jev právě u reaktorů VVER, které mají tenčí vrstvu vody mezi palivem a tlakovou nádobou. Projektový palivový cyklus měl ale i další nevýhody. Při délkách kampaní běžných pro EDU, které byly v důsledku delšího trvání generálních oprav poněkud kratší než u ruských reaktorů, by jeho realizace znamenala předčasné ukončení ročních cyklů ještě před tím, než by se zcela vysunuly regulační tyče z AZ na jejich konci, což by znamenalo nevyčerpání energetického potenciálu paliva. Projektové překládkové schéma navíc skýtal jen velmi omezenou variabilitu projektu vsázky. Z toho důvodu by bylo obtížné splnit požadavky na úpravy termínů odstávek, pokud by bylo zachováno.

Nicméně bylo toto překládkové schéma dlouhodobě provozně ověřené, s vysokým stupněm bezpečnostního konzervatismu, a také odpovídalo tehdejším možnostem projektování palivových vsázek, daných úrovní výpočetních programů i technickými parametry dostupné výpočetní techniky.

2.2.2 Inovace paliva a palivového cyklu

Vzhledem k nevýhodám původní projektové palivové vsázky, zmíněným v předchozích odstavcích, začala brzo po zahájení provozu postupná modernizace jednotlivých bloků. Byla zvolena metoda postupných kroků, neboť se jednalo o postupy dostatečně neověřené na reaktorech VVER-440, k nimž chyběla zkušenost ostatních provozovatelů VVER i podpora dodavatelů paliva. Modernizace měla dva hlavní cíle: implementaci podstatně dokonalejšího softwaru, který by bylo schopn podrobněji a přesněji modelovat AZ, a přechod ke strategii vsázek se sníženým únikem a delším cyklem.

Výsledkem snažení o inovaci softwaru byl program MOBY-DICK, uvedený na rutinně použitelnou úroveň koncem osmdesátých let. Byl inspirován ruským programem BIPR, který pocházel ze sedmdesátých let a byl typickým inženýrským kódem – v jeho naprosté univerzálnosti byla založena vysoká míra konzervatismu se značnými bezpečnostními rezervami fyzikálních i technických parametrů. To ale značně omezovalo možnost optimalizace vsázky a její podrobnější a kvalitnější bezpečnostní posouzení. Český výpočtový program MOBY-DICK byl později doplněn i o termohydraulický modul, a tím byl získán nástroj pro komplexní fyzikálně-termohydraulickou optimalizaci AZ i podrobnou bezpečnostní analýzu na úrovni lokálních parametrů. Programu MOBY-DICK bude níže v této práci věnována celá kapitola 5.

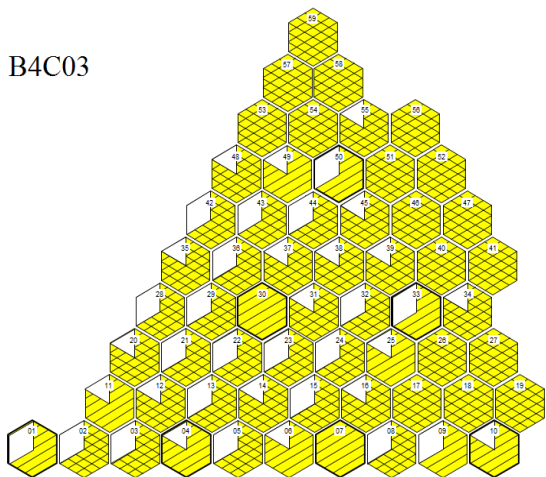
Proces optimalizace samotného paliva byl zahájen na konci 80. let nejprve přechodem k 3,5letému palivovému cyklu. K přechodu na čtyřletý cyklus bylo nutno provést několik inovací přímo na konstrukci palivových kazet a v překládkovém schématu. Nejvýznamnějšími změnami bylo:

- zavedení palivových částí HRK s obohacením 3,6 % ^{235}U
- zlepšení neutronové bilance v AZ přechodem ke vsázce se sníženým únikem neutronů, snížením tloušťky obálky kazety na 1,5 mm a záměnou ocelových distančních mřížek za zirkoniové
- zavedení radiálně profilovaných palivových kazet se středním obohacením 3,82 % ^{235}U .

Největším přínosem z hlediska zlepšení neutronové bilance byl přechod ke vsázkám se sníženým únikem neutronů, tedy překládkové schéma in-out. To znamená, že se na okraj aktivní zóny umísťují kazety do 4. roku, které mají velmi nízké relativní výkony, což přispívá i ke snížení dávek na tlakovou nádobu reaktoru (snížení oproti projektové vsázce až o 30 %). V rámci plně čtyřletého palivového cyklu se zavází v průměru 87 čerstvých kazet ročně, z toho 5 palivových částí HRK s obohacením 3,6 % ^{235}U , 6 s obohacením 2,4 % ^{235}U a 76 profilovaných pracovních souborů s obohacením 3,82 % ^{235}U . Prostým porovnáním vyjde najevo, že úspora v počtu zavážených palivových kazet na jeden blok je u plně čtyřletého cyklu v porovnání s projektovým tříletým 29.

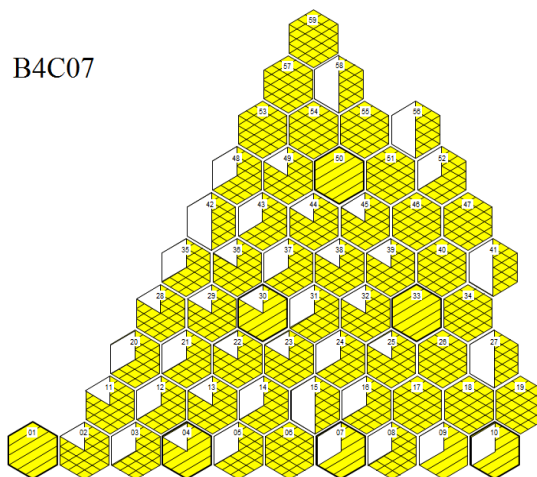
Přechodem na čtyřletý palivový cyklus se ale vývoj palivové vsázky na EDU nezastavil. Od roku 2003 je zavážen nový typ paliva s vyhořívajícími absorbátory na bázi gadolinia. Jedná se o radiálně profilované kazety se středním obohacením 4,38 % ^{235}U . Tyto kazety umožnily přechod na pětiletý palivový cyklus – pětiletá palivová vsázka představuje v průměru 72 čerstvých kazet zavážených za rok, z toho 9 palivových částí HRK s obohacením 3,82 % ^{235}U a 63 pracovních kazet s obohacením 4,38 % ^{235}U . To je v porovnání s projektovou palivovou vsázkou úspora 44 kazet ročně na jeden blok. Od roku 2003 se již v provozu vystřídaly různé typy gadoliniového

B4C03



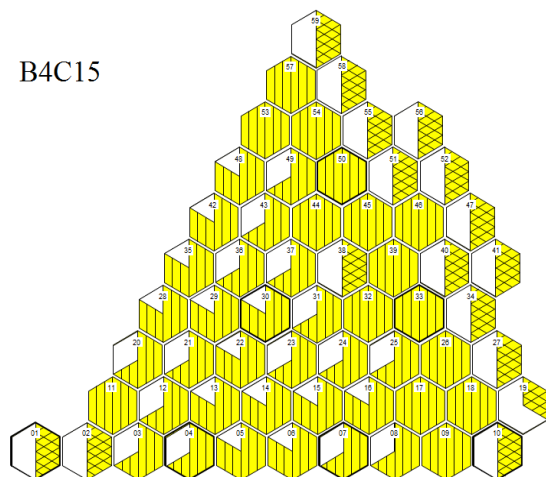
Projektová vsázka

B4C07



3,5 letá vsázka

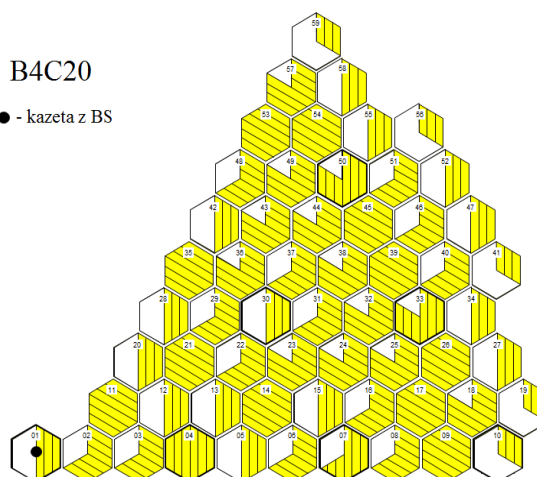
B4C15



Plně čtyřletá vsázka, profilované palivo

B4C20

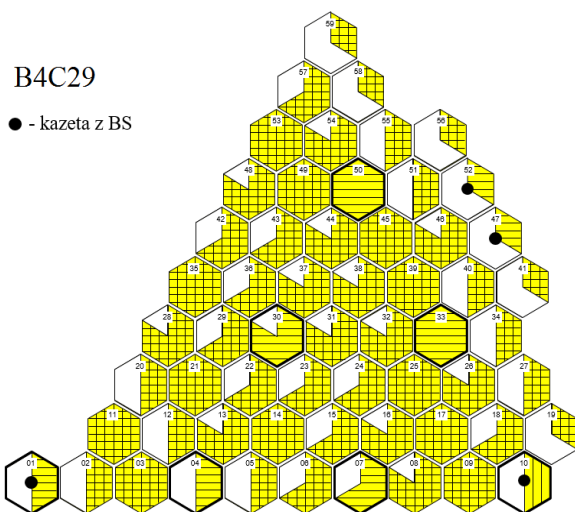
● - kazeta z BS



Pětiletá vsázka, gadoliniové palivo

B4C29

● - kazeta z BS



Aktuálně zavezená vsázka

Legenda

Roků v AZ

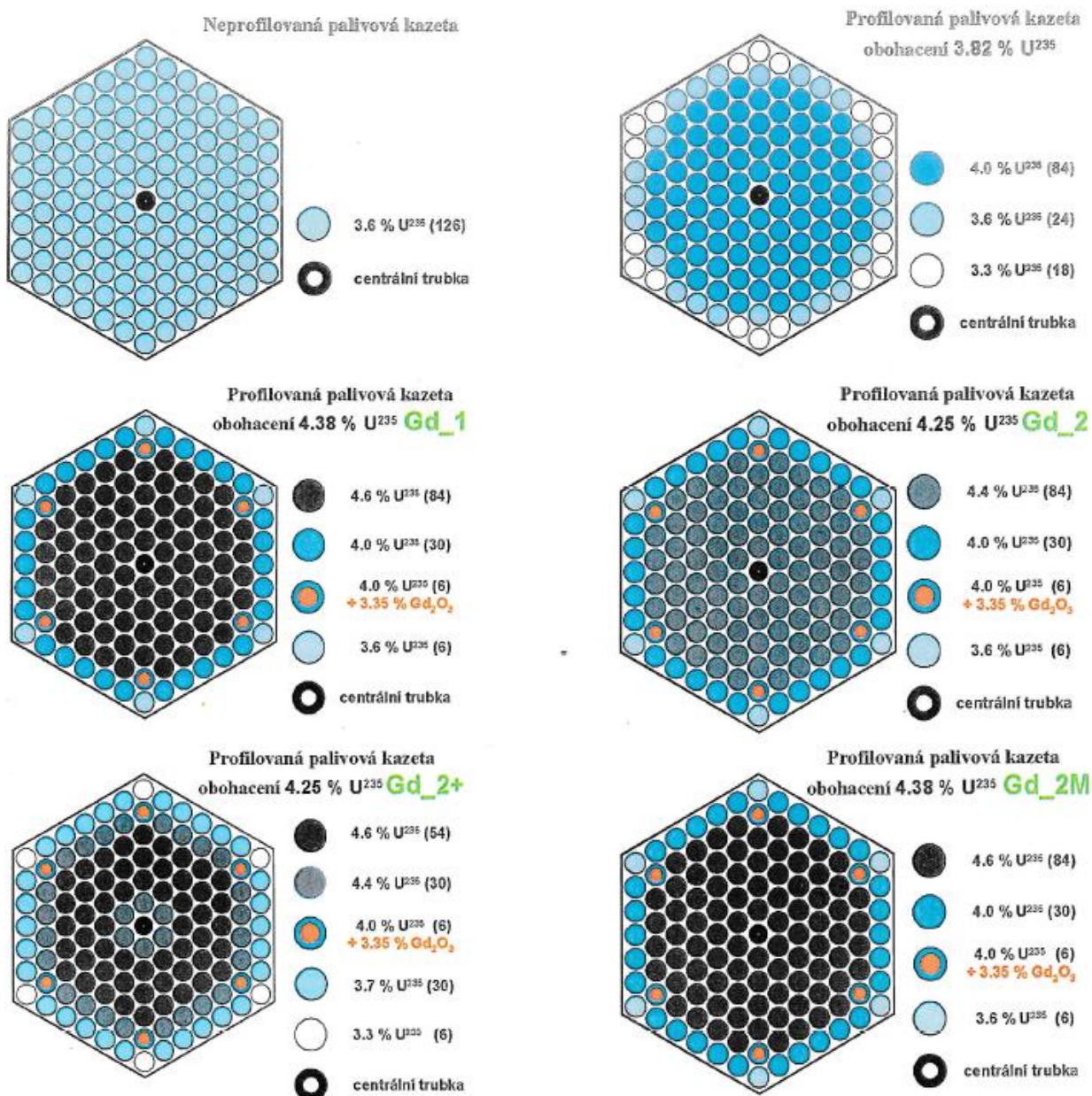


	1,6 %	2,4 %	3,6 %	3,82 %	4,38 %	Gd-2; Gd-2+	Gd-2M
0							
1							
2							
3							
4							

Obr. 2.4: Kartogramy vybraných palivových vsázek na čtvrtém bloku EDU [7]

paliva a jejich vývoj zdaleka nekončí – v současné době se na EDU uvažuje o přechodu na šestiletý palivový cyklus. Optimalizace palivových vsázek je tedy velmi lukrativní téma pro každou jadernou elektrárnu. Vývoj palivových vsázek na EDU ilustrují kartogramy z vybraných kampaní čtvrtého bloku na Obr. 2.4.

Různé typy paliva, které se v průběhu času používaly na EDU, a jejich základní parametry jsou zobrazeny na Obr. 2.5. Chybí zde pouze nejnovější typ paliva Gd-2M+, který se v současné době na EDU zaváží – tento typ má ale stejné parametry jako předchozí Gd-2M, nemá však centrální otvor v palivových tabletách.



Obr. 2.5: Vývoj palivových kazet na EDU [7]

2.3 Systém vnitroreaktorového měření

Každý reaktor VVER-440 je vybaven instrumentací pro měření teplot, tlaků a hustoty neutronového toku.

K měření teplot slouží sestava 216 termočlánků, z nichž 210 slouží k měření teploty na výstupu chladiva z jednotlivých palivových kazet. Tyto termočlánky jsou zabudovány ve spodní desce bloku ochranných trubek v otvorech pro výstup chladiva a jsou vyvedeny skrz víko AZ do kompenzačních krabic (vždy 2 na jednu šestinu AZ) – ilustrace vyvedení těchto termočlánků z místa měření, skrz blok ochranných trub, až do kompenzačních krabic je na Obr. 2.6, Obr. 2.7 a Obr. 2.8. Zbývající šestice termočlánků je situována do oblasti výstupu primárního chladiva, tedy do horkých částí hlavních cirkulačních smyček. Termočlánky jsou v každé šestině AZ rozmístěny jiným způsobem a vzhledem k symetrii celé zarážky reaktoru je tak možné na základě podobnosti odhadnout měření v kazetách, kde nejsou umístěny žádné termočlánky.

K měření neutronového toku slouží soustava samonapájecích detektorů (DPZ). Ty jsou umístěny v 36 kanálech situovaných v centrálních trubkách kazet. V každém kanálu je na společném kabelu umístěno celkem 7 detektorů nad sebou. Toto uspořádání umožňuje měřit rozložení neutronového toku jak v axiálním, tak v radiálním směru AZ.

Systém měření tlaku se skládá ze šesti impulzních trubek, vyvedených z reaktoru nátrubkem vnitroreaktorového měření na horním hrdlovém prstenci tlakové nádoby. Měření tlakových ztrát probíhá v prostoru vstupu chladiva do reaktoru na dolním povrchu dělicího kroužku a v prostoru výstupu chladiva na vnitřní straně tlakové nádoby v oblasti přírubového prstence.

Kompletní instrumentace měření teplot a neutronového toku v AZ na 2. bloku EDU je zobrazena na Obr. 2.9.



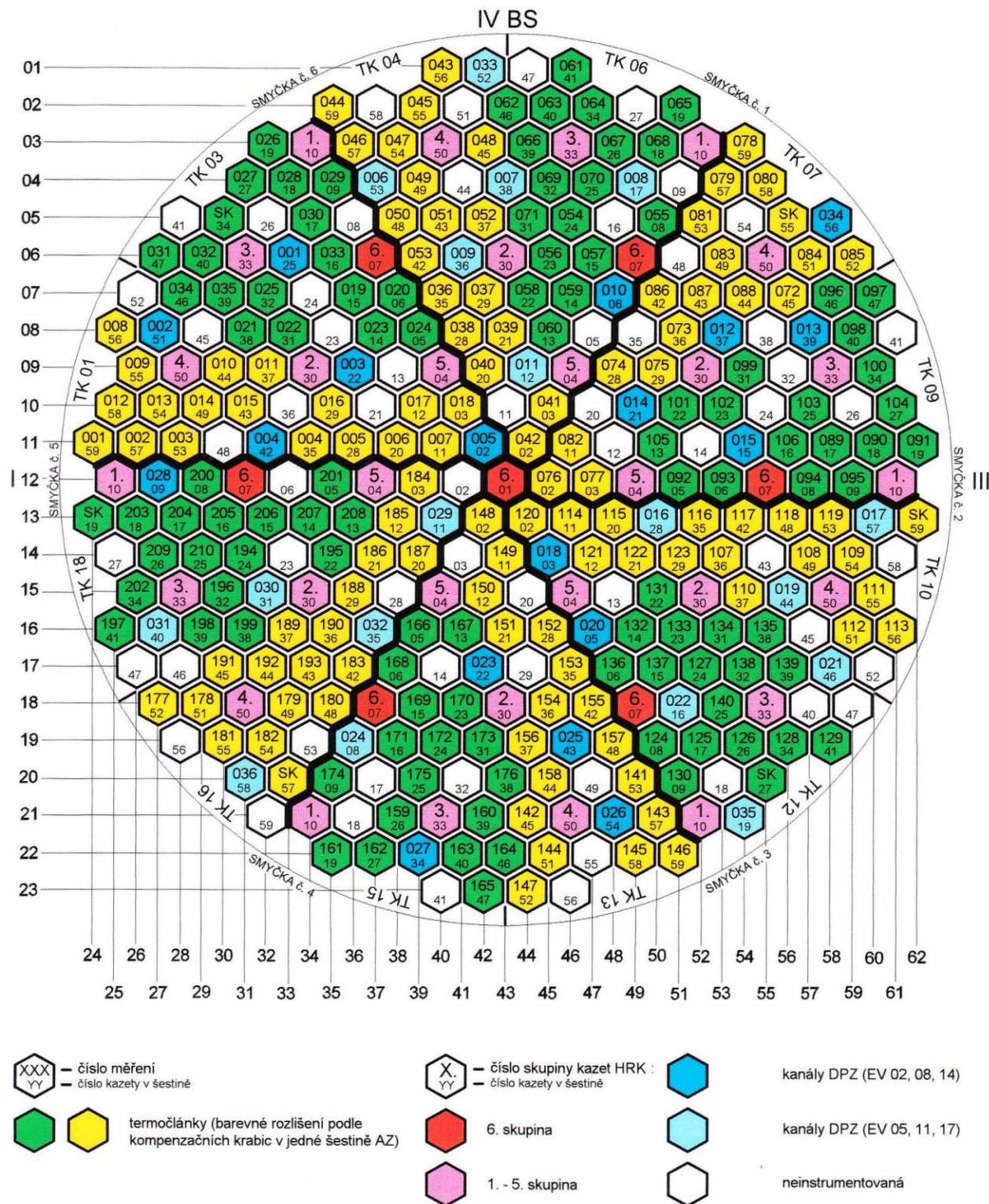
Obr. 2.6: Detail vyvedení termočlánků do kompenzační krabice [8]



Obr. 2.7: Jedna z kompenzačních krabic pro termočlánky nad víkem reaktoru [8]



Obr. 2.8: Vyvedení termočlánků od svých měřicích pozic na výstupech z palivových kanálů ke kompenzačním krabicím (horní část bloku ochranný trub) [8]



Obr. 2.9: Instrumentace a měření teplot a neutronového toku na 2. bloku EDU [7]

3 VÝVIN TEPLA V JADERNÝCH REAKTORECH

Následující kapitola o principu vývinu tepla v jaderných reaktorech a o nástrojích pro popis rozložení výkonu v aktivní zóně pokládá základy pro níže provedené výpočty v programu MOBY-DICK a analýzu jejich výsledků, a je tedy pro jejich pochopení klíčová. Teorie v této kapitole, stejně jako názvy veličin a jejich formulace, jsou čerpány ze zdrojů [9] a [10].

Základním předpokladem úspěšné analýzy tepelných poměrů v jaderném reaktoru je znalost časově závislého prostorového rozložení teplotních zdrojů. Vzhledem k tomu, že vývin tepla v aktivní zóně je důsledkem probíhající štěpné řetězové reakce, souvisí řešení této úlohy velmi úzce s fyzikálním výpočtem reaktoru. Základní představu o zákonitostech prostorového rozložení zdrojů tepla v čase lze ve většině případů získat již na základě jednogrupové difuzní teorie, avšak podrobnější údaje o prostorovém rozložení vývinu tepla dávají vícerozměrné výpočtové programy (o přístupech k výpočtu neutronového toku a výpočtových programech pojednává kapitola 4).

Z hlediska tepelné analýzy má jaderný vývin tepla na rozdíl od klasických energetických zařízení některé zvláštnosti:

- velká závislost prostorového rozložení zdrojů tepla na uspořádání aktivní zóny, zejména na poloze absorbátorů a na rozmístění palivových článků,
- teoretická možnost téměř neomezeného rozběhu štěpné řetězové reakce a s ní souvisejícího vývinu tepla,
- i po odstavení reaktoru a zastavení řetězové štěpné reakce dochází v aktivní zóně k vývinu tepla vlivem radioaktivního rozpadu produktů štěpení.

3.1 Energie uvolněná při štěpení

Těžká jádra se štěpí více než čtyřiceti různými způsoby. Ve většině případů vznikají dva nesterilně těžké odštěpky, jejichž hmotnosti jsou v poměru přibližně 2:3. Vzácněji (zhruba 1:550) vznikají dva těžké odštěpky a částice α s vysokou energií, velmi vzácně (1:250 000) se pak jádro štěpí na tři zhruba stejné části. Na Obr. 3.1 je výtěžek produktů štěpení štěpného izotopu ^{235}U jako funkce pravděpodobnosti výskytu odštěpku o daném hmotnostním čísle pro různé energie neutronu, který způsobil štěpení. Jádra se štěpí většinou asymetricky, lehká skupina obsahuje odštěpky s hmotnostními čísly v rozsahu 80 až 110, těžká skupina 125 až 139. Nejpravděpodobnější je při štěpení uranu vznik jader s hmotnostními čísly 95 a 139 – tato jádra mají výtěžek 6,4 %. Celkově je mezi štěpnými produkty více než 250 izotopů.

Primární produkty štěpení mají vysoký přebytek neutronů, a jsou proto nestabilní. I v případě, že se uvolní jeden neutron, může být poměr počtu neutronů k počtu protonů mimo oblast stability jádra odpovídající příslušnému hmotnostnímu číslu. Produkty rozpadu odštěpků jsou z tohoto důvodu také radioaktivní a přecházejí na stabilní izotopy postupnou přeměnou. Radioaktivita produktů štěpení ovlivňuje významně provoz jaderných elektráren. I při odstaveném reaktoru se ve štěpném materiálu uvolňuje teplo, které musí být odvedeno.

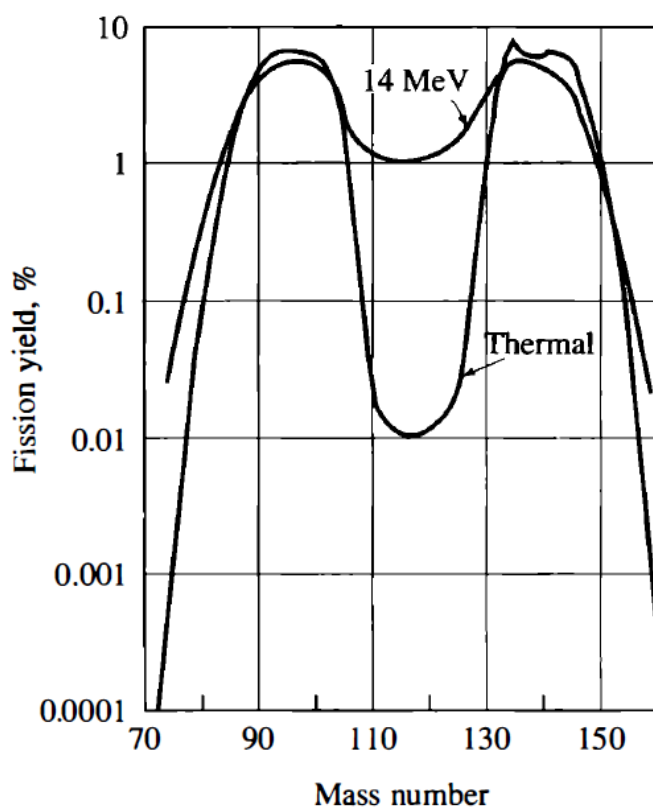
Energie, uvolněná při štěpení jednoho jádra ^{235}U na dva odštěpky se zmíněným největším výtěžkem, se určí z rovnice



Výtěžek neutronů ze štěpení ^{235}U je 2,43, zde pro ilustraci zvoleny 2 neutrony. U odštěpků se neudávají atomová čísla, neboť se v průběhu radioaktivního rozpadu mění. Bilance hmotností zúčastněných částic před a po štěpení je následující:

před štěpením		po štěpení	
$^{235}_{92}\text{U}$	235,124u	^{95}X	94,945u
^1_0n	1,009u	^{139}Y	138,955u
<hr/>		<hr/>	
celkem	236,133u	$2 \cdot ^1_0\text{n}$	2,018u
		<hr/>	
		celkem	235,918u

Podle Einsteinova vztahu mezi hmotností a energií je jedna atomová hmotnostní jednotka u ekvivalentní energii 931 MeV. Hmotnostní úbytek při této štěpné reakci je 0,215 atomových hmotnostních jednotek, což odpovídá energii 200 MeV, tj. asi 32 pJ. Skutečně uvolněná energie v jaderném reaktoru je statistickým průměrem všech probíhajících druhů štěpení.



Obr. 3.1: Výtěžek produktů štěpení ^{235}U pro různé energie štěpících neutronů [11]

Největší část energie se uvolňuje ve formě kinetické energie štěpných produktů. Maximální vzdálenost, do které se odštěpek ve štěpném materiálu dostane je v řádu 10^{-5} m – dochází tedy k přeměně na tepelnou energii prakticky v místě štěpení. Další energii odnášejí štěpné neutrony, emitované elektrony, záření γ a neutrino. V Tab. 3.1 jsou uvedeny skutečnosti o rozložení energie uvolněné při štěpení ^{235}U .

Tab. 3.1: Průměrná energie uvolněná při štěpení ^{235}U [9]

Forma uvolněné energie	Uvolněná energie			Vzdálenost od místa štěpení	Zpoždění
	[MeV]	[pJ]	[%] přibližně		
Kinetická energie odštěpků	167 ± 5	$26,8 \pm 0,8$	81,5	$< 0,1 \text{ mm}$	ne
Okamžité záření γ	6 ± 1	$0,96 \pm 0,16$	3	$\sim 1 \text{ m}$	ne
Kinetická energie štěpných neutronů	5	0,8	2,5	$0,1 - 1 \text{ m}$	ne
Rozpad odštěpků:					
β	$8 \pm 1,5$	$1,28 \pm 0,25$	4	$< 0,1 \text{ mm}$	ano
γ	6 ± 1	$0,96 \pm 0,16$	3	$\sim 1 \text{ m}$	ano
Neutrino	$12 \pm 2,5$	$1,92 \pm 0,4$	6	-	ano
Celková energie uvolněná na 1 štěpení	204 ± 7	$32,7 \pm 1,12$	100		

3.2 Energie využitelná v jaderném reaktoru

Využitelná část energie uvolňované při štěpení, což je energie odváděná chladičem z aktivní zóny reaktoru, je poněkud menší než celková energie uvolněná na jedno štěpení. Prakticky nelze využít energii odnášenou neutrinem, ale na druhé straně je možné využít energii uvolněnou neštěpnou absorpcí neutronů ($\sim 7 \text{ MeV}$). Kinetická energie štěpných neutronů způsobuje ohřívání moderátoru a asi 1 % tepelné energie se uvolňuje absorpcí záření ve stínění reaktoru. Většina zdrojů udává využitelnou energii na jedno štěpení ^{235}U asi 192 MeV. Přesná hodnota závisí na vlastní konstrukci reaktoru, na štěpném izotopu.

Při výpočtu množství tepla, které je za jednotku času možné odvést chladičem z aktivní zóny reaktoru, ve kterém se štěpí převážně ^{235}U , se většinou počítá s 30,9 pJ jako s využitelnou energií na jedno štěpení (94,5 % celkové energie uvolněné na jedno štěpení). V této hodnotě je obsažena energie uvolněná neštěpnou absorpcí neutronů a odečtena energie neutrina, kterou nelze využít. Celková energie, kterou lze odvést chladičem primárního okruhu z aktivní zóny, závisí především na konstrukčním uspořádání chladicích okruhů.

Uvažuje se konečná soustava, ve které probíhá štěpná řetězová reakce vyvolaná převážně tepelnými neutrony s hustotou toku $\varphi(\mathbf{r})$. Četnost jaderných reakcí charakterizuje neutronový účinný průřez Σ . Potom v objemové jednotce uvažované soustavy probíhá za 1 sekundu $\Sigma_f \varphi(\mathbf{r})$ štěpení. Pokud je známo množství energie E_f , které je možné získat štěpením jednoho jádra, potom tepelný výkon dP v elementu objemu $d\mathbf{r}$ uvažované soustavy bude

$$dP(\mathbf{r}) = E_f \Sigma_f \varphi(\mathbf{r}) d\mathbf{r}. \quad (3.2)$$

Výkon uvolňovaný v soustavě je prostorově závislý a úměrný hustotě toku neutronů způsobujících štěpení. Předpokládá-li se, že účinný průřez pro štěpení Σ_f je v celé soustavě

prostorově nezávislý, bude celkové množství tepla, které se za jednotku času uvolňuje štěpením, úměrné střední hodnotě hustoty toku neutronů ϕ a objemu štěpné soustavy V

$$P = E_f \Sigma_f \phi V . \quad (3.3)$$

V energetických reaktorech je ale struktura aktivní zóny mnohem složitější a účinný průřez Σ_f je konstantní pouze v určité oblasti. Pokud se uvažuje m oblastí s konstantním $\Sigma_{f,k}$, pak celkový tepelný výkon reaktoru je dán vztahem

$$P = \sum_{k=1}^m E_{f,k} \Sigma_{f,k} \phi_k V_k . \quad (3.4)$$

V průběhu provozu reaktoru se v aktivní zóně hromadí další štěpitelné izotopy. Z izotopu ^{238}U vzniká ^{239}Pu , popř. ^{241}Pu , a koncentrace atomů ^{235}U přitom klesá. Elementární tepelný výkon pak bude

$$dP(\mathbf{r}) = (E_5 \Sigma_{5f} + E_9 \Sigma_{9f} + E_1 \Sigma_{1f}) \phi(\mathbf{r}) d\mathbf{r} , \quad (3.5)$$

kde E_5 , E_9 , E_1 je energie uvolněná štěpením ^{235}U , ^{239}Pu a ^{241}Pu , a Σ_{5f} , Σ_{9f} , Σ_{1f} jsou příslušné účinné průřezy pro štěpení.

3.3 Vývin tepla v aktivní zóně reaktoru

Již bylo řečeno, že převážná část tepelné energie se uvolňuje v bezprostřední blízkosti místa, kde došlo ke štěpení jádra uranu. Tepelný výkon je přímo úměrný hustotě toku neutronů způsobujících štěpení a prostorové rozložení zdrojů tepla v aktivní zóně je dáno především prostorovým rozložením hustoty toku neutronů. V energetických reaktorech je konstanta úměrnosti mezi tokem neutronů a tepelným výkonem časově i prostorově závislá, neboť aktivní zóna se sestává z palivových článků různého obohacení a izotopické složení paliva se mění s vyhořením. Zavádí se proto pojem „uniformní aktivní zóna“, kde se předpokládá, že konstanta úměrnosti mezi hustotou toku neutronů a výkonem je časově i prostorově nezávislá. Toto zjednodušení umožňuje názorně formulovat veličiny charakterizující prostorové rozložení vývinu tepla v jaderných reaktorech.

3.3.1 Součinitele nerovnoměrnosti vývinu tepla

Vyrovnaný vývin tepla v aktivní zóně je důležitou charakteristikou energetického reaktoru. Ve většině literatury, především teoretického rázu, se prostorové rozložení vývinu tepla popisuje součinitelem vyrovnání vývinu tepla μ_v , který se definuje jako poměr středního tepelného výkonu reaktoru v jednotce objemu \bar{q}_v k maximální hodnotě měrného výkonu reaktoru $q_{v,0}$. Existuje ale i velké množství publikací, zejména těch z provozního prostředí, kde se používá převrácená hodnota součinitele vyrovnání. I v této práci se bude používat tato veličina, tedy součinitel (nebo koeficient) nerovnoměrnosti, neboť se vyskytuje i ve veškeré pracovní dokumentaci na EDU. Pokud je tedy P celkový tepelný výkon reaktoru a P_0 celkový tepelný výkon reaktoru s dokonale vyrovnaným vývinem tepla, potom v uniformní aktivní zóně o objemu V pro objemový součinitel nerovnoměrnosti platí:

$$K_v = \frac{1}{\mu_v} = \frac{q_{v,0}}{q_v} = \frac{P_0}{P} = \frac{\varphi_0}{\varphi}. \quad (3.6)$$

Veličina φ_0 zde udává maximální hustotu toku tepelných neutronů v aktivní zóně. Převážná většina energetických reaktorů má válcový tvar – proto se rozlišuje radiální a axiální závislost vývinu tepla. Zavádí se součinitel nerovnoměrnosti vývinu tepla po poloměru a po výšce aktivní zóny:

$$K_r = \frac{1}{\mu_r} = \frac{q_{v,0}}{q_{v,r}} = \frac{\varphi_0}{\varphi_r} = \frac{\varphi_0 \pi R^2}{\int_0^R 2\pi r \varphi_r(r) dr}, \quad (3.7)$$

$$K_z = \frac{1}{\mu_z} = \frac{q_{v,0}}{q_{v,z}} = \frac{\varphi_0}{\varphi_z} = \frac{\varphi_0 H}{\int_0^H \varphi_z(z) dz}. \quad (3.8)$$

Nerovnoměrnost vývinu tepla v jednotlivých palivových člancích (kazetách) je charakterizována veličinou K_q . V i -té kazetě pak platí

$$K_{q,i} = \frac{P_{K,i}}{P_K} = \frac{P_{K,i} \cdot n_K}{P}, \quad (3.9)$$

kde $P_{K,i}$ je tepelný výkon i -té kazety a n_K je celkový počet kazet v aktivní zóně. Z hlediska provozu reaktoru je klíčová maximální hodnota tohoto součinitele:

$$K_{q,i} = \max(K_{q,i})_i = \frac{P_K^{\max} \cdot n_K}{P}. \quad (3.10)$$

Je také potřeba zavést součinitel nerovnoměrnosti vývinu tepla v palivových proutcích K_K . Hodnota tohoto součinitele pro j -tý palivový proutek v i -té kazetě je

$$K_{K,i,j} = \frac{P_{T,j} \cdot n_T}{P_{K,i}}, \quad (3.11)$$

kde $P_{T,j}$ je tepelný výkon j -tého proutku v uvažované kazetě a n_T je počet proutků v kazetě. Maximální hodnota součinitele nerovnoměrnosti vývinu tepla v palivových proutcích i -té kazety je

$$K_{K,i} = \max(K_{K,i,j})_j = \frac{P_T^{\max} \cdot n_T}{P_{K,i}}. \quad (3.12)$$

Pokud se zanedbá pokles měrného vývinu tepla uvnitř palivového proutku, platí mezi součiniteli nerovnoměrnosti vztah

$$K_r = \max(K_{q,i} \cdot K_{K,i})_i. \quad (3.13)$$

3.3.2 Funkce vývinu tepla

Je také třeba definovat funkci vývinu tepla popisující prostorové rozložení tepla uvolňovaného v reaktoru. Opět za předpokladu, že vývin tepla za jednotku času je úměrný hustotě toku tepelných neutronů, funkce vývinu tepla se definuje jako

$$F(r) = \frac{q_v(r)}{\bar{q}_v} = \frac{\varphi(r)}{\bar{\varphi}} = \frac{\varphi(r)}{\frac{1}{V} \int_V \varphi(r) dr}. \quad (3.14)$$

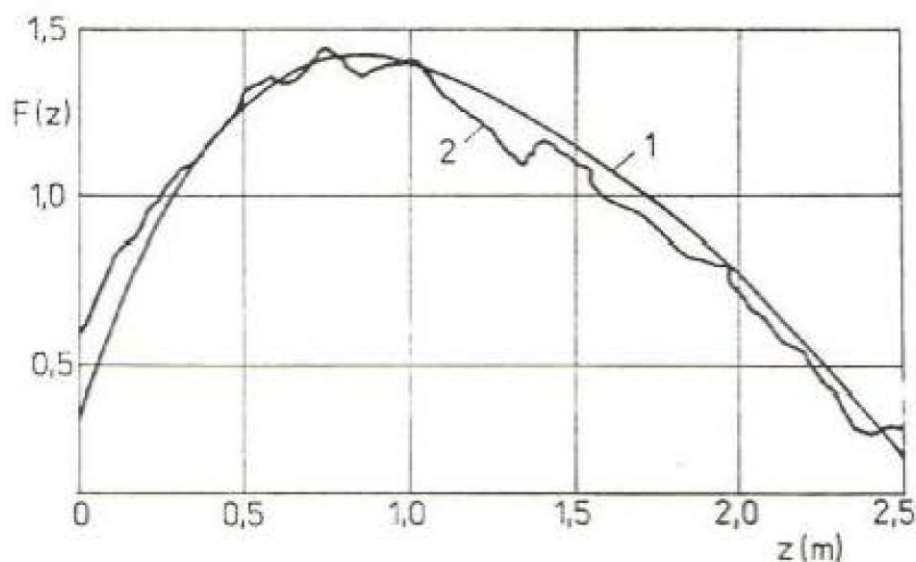
Ve válcovém reaktoru je navíc možné zavést funkci radiálního vývinu tepla, která popisuje rozložení vývinu tepla po poloměru aktivní zóny:

$$F(r) = \frac{q_{v,r}(r)}{\bar{q}_{v,r}} = K_r \frac{\varphi_r(r)}{\varphi_0}. \quad (3.15)$$

Podobně se dá popsat rozložení teplotních zdrojů po výšce palivového proutku:

$$F(z) = \frac{q_{v,z}(z)}{\bar{q}_{v,z}} = K_z \frac{\varphi_z(z)}{\varphi_0}. \quad (3.16)$$

Tato tzv. axiální funkce vývinu tepla popisuje pouze „makroskopický“ průběh vývinu tepla a nezahrnuje vliv lokálních změn způsobených nepravidelnostmi a heterogenitou mříže. Rozdíl mezi změřeným vývinem tepla a axiální funkcí vývinu v reálných případech charakterizuje Obr. 3.2.



Obr. 3.2: Průběh vývinu tepla po výšce měřicího kanálu reaktoru VVER-440 (1 - výpočet, 2 - měření) [9]

3.3.3 Vývin tepla na jednotku délky palivového proutku

Další důležitou veličinou, která charakterizuje energetické reaktory z hlediska uvolňovaného výkonu, je tzv. lineární výkon palivového proutku q_H , udávající tepelný výkon palivového proutku, vztahený na jednotku délky. Střední hodnota této veličiny je pak

$$q_H = \frac{P}{n_K n_T H}. \quad (3.17)$$

Dvěma pruhy se označuje průměrování po poloměru i po výšce aktivní zóny. Střední hodnota lineárního výkonu palivového proutku je

$$\bar{q}_H = \frac{P_T}{H}. \quad (3.18)$$

Tato hodnota je také závislá na radiální souřadnici reaktoru r , protože výkon palivové tyče se po poloměru aktivní zóny mění. Integrací výrazu (3.16) přes průřez palivového proutku vznikne vztah, z něhož plyne

$$q_H(z) = \bar{q}_H F(z) = \frac{P_T}{H} F(z). \quad (3.19)$$

3.4 Stacionární rozložení teplot v palivovém kanále

Při průchodu aktivní zónou se ohřívá chladivo a jeho teplota vzrůstá v závislosti na axiální souřadnici – tento jev je obecně popsán řešením energetické rovnice proudícího chladiva. I když je aktivní zóna ve skutečnosti složitým komplexem palivových a regulačních elementů a dalších konstrukčních částí, lze ji pro potřeby výpočtu zjednodušit tak, že v rovnicích tepelné bilance vystupují pouze základní složky aktivní zóny: palivo, chladivo a moderátor, popř. konstrukční části. Analogicky k palivové buňce používané při fyzikálním výpočtu reaktoru se zavádí ekvivalentní válcový palivový kanál, skládající se z palivového proutku, chladiva a případně dalších materiálů. V nejjednodušším případě lze aktivní zónu reprezentovat tzv. dvousložkovým palivovým kanálem s vhodně zprůměrovanými parametry. Takový kanál má pouze dvě dominantní složky: palivo, které je zdrojem tepelné energie, a chladivo, které zprostředkuje její přenos. Tento model je vhodný všude tam, kde je moderátor tepelně izolován od palivového kanálu, nebo je totožný s chladivem – tedy i v případě lehkovodních reaktorů.

3.4.1 Energetická rovnice proudícího chladiva, teplota chladiva

Formulace diferenciálních rovnic se neobejde bez jistých zjednodušujících předpokladů a idealizace. Energetické reaktory jsou charakteristické svými vysokými tepelnými toky. Teplotní gradienty jsou vysoké a kanály, jimiž chladivo protéká, jsou obvykle úzké. Je proto možné při formulaci rovnic přenosu tepla předpokládat, že rychlost a teplota chladiva v libovolném průřezu jsou konstantní, rovné střední hodnotě. Taktéž vedení tepla podél osy palivového kanálu je jak v palivových proutcích, tak v chladivu ve srovnání s celkovým vývinem tepla zanedbatelné, stejně jako přenos tepla mezi jednotlivými kanály kolmo k ose palivového článku.

Zanedbá-li se práce třecích sil a změna kinetické a potenciální energie, lze ze zákona zachování energie proudící stlačitelné látky v elementu palivového kanálu délky dz formulovat rovnici přenosu energie proudícího chladiva:

$$\rho_C S_T dz \frac{di}{d\tau} = q_H dz, \quad (3.20)$$

kde ρ_C je hustota proudícího chladiva, S_T průtočný průřez palivového kanálu a $\frac{di}{d\tau}$ celková časová změna měrné entalpie chladiva. Levá strana této rovnice představuje celkovou změnu tepelného obsahu chladiva v objemovém elementu palivového kanálu $S_T dz$ a pravá strana vyjadřuje tepelný výkon palivového proutku délky dz , který se ve stacionárním stavu předává do chladiva. Obecně je měrná entalpie chladiva i funkcí souřadnice z a času τ , a je tedy možné vyjádřit celkovou změnu měrné entalpie jako součet

$$\frac{di}{d\tau} = \frac{\partial i}{\partial \tau} + \frac{\partial i}{\partial z} \frac{\partial z}{\partial \tau}. \quad (3.21)$$

Zavede-li se rychlost chladiva $w = \frac{\partial z}{\partial \tau}$, platí ve stacionárním případě $\left(\frac{\partial i}{\partial \tau} = 0\right)$

$$\frac{di}{d\tau} = w \frac{\partial i}{\partial z} \quad (3.22)$$

a místo rovnice (3.20) vzniká následující obyčejná diferenciální rovnice prvního řádu

$$\rho_C S_T w \frac{di}{dz} = q_H(z), \quad (3.23)$$

jejímž řešením se dostane vztah pro měrnou entalpii chladiva

$$i(z) = i_1 + \frac{1}{Q_{mT}} \int_0^z q_H(z') dz'. \quad (3.24)$$

V této rovnici označuje $Q_{mT} = w \rho_C S_T$ hmotnostní průtok chladiva připadající na jeden palivový proutek. Dále se zavede axiální funkce vývinu tepla, která je definována vztahem (3.19) jako

$$F(z) = \frac{q_H(z)}{q_H} = \frac{q_H(z) H}{P_T} \quad (3.25)$$

a relativní axiální souřadnice $\zeta = \frac{z}{H}$. Po úpravě vznikne pro entalpii chladiva vztah

$$i(\zeta) = i_1 + \Delta i_{21} \int_0^\zeta F(\zeta') d\zeta', \quad (3.26)$$

kde $\Delta i_{21} = \frac{P_T}{Q_{mT}}$ je celková změna měrné entalpie chladiva v palivovém kanále.

Měrná entalpie chladiva je funkcí teploty a tlaku. Je-li známá $i(\zeta)$, je možné z tabulek fyzikálních vlastností chladiva nebo na základě známé závislosti $i(T_C, p)$ určit při daném tlaku p teplotu chladiva T_C . Pokud v průběhu ohřívání chladiva nedochází k fázovým změnám, je navíc možné vyjádřit měrnou entalpii pomocí měrné tepelné kapacity při stálém tlaku c_c jako

$$\frac{di}{dz} = c_c \frac{dT_C}{dz}. \quad (3.27)$$

Místo rovnice (3.26) tak vzniká vztah umožňující určit axiální závislost teploty chladiva

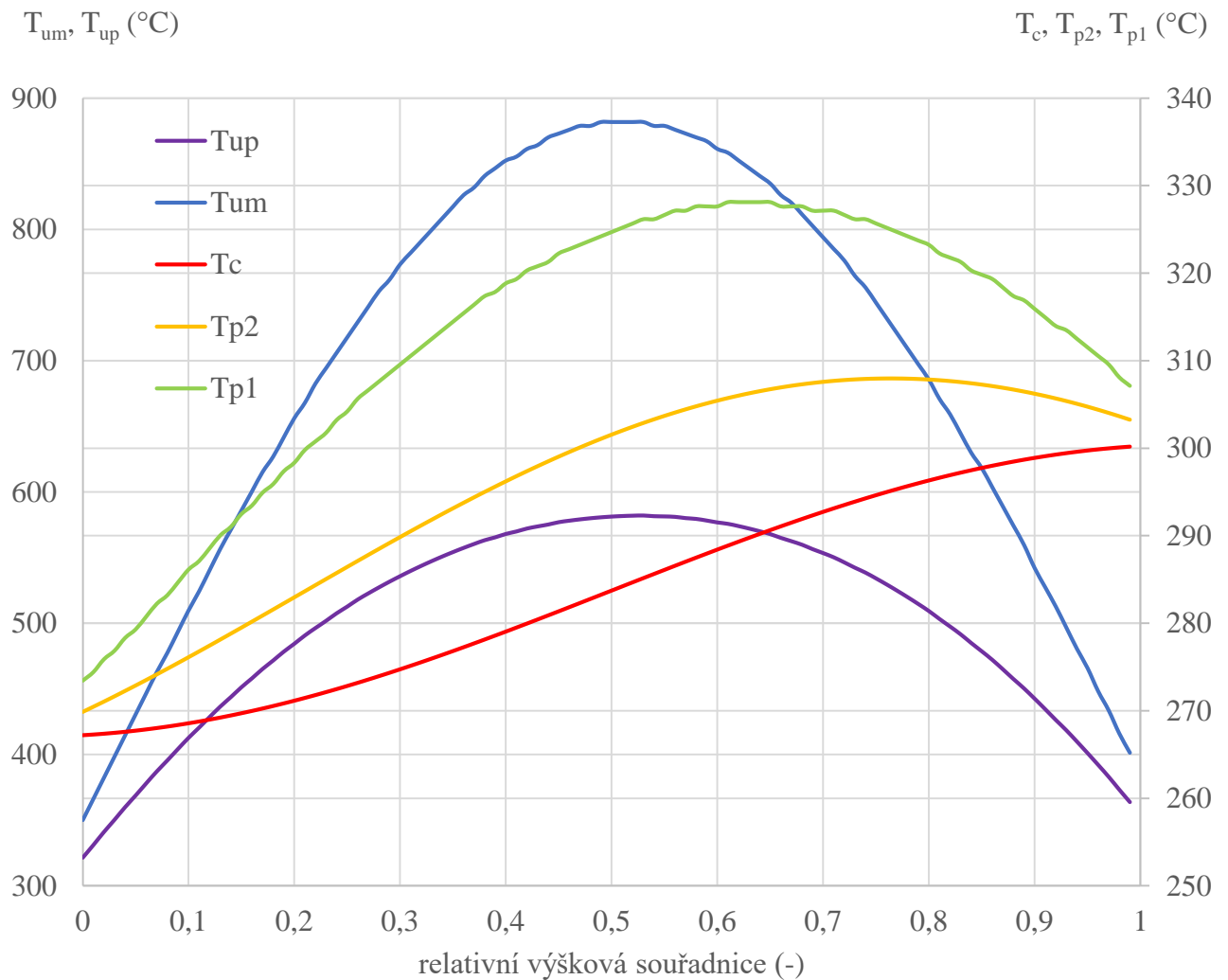
$$T_C(\zeta) = T_1 + \Delta T_{21} \int_0^\zeta F(\zeta') d\zeta', \quad (3.28)$$

kde T_1 je teplota chladiva na vstupu do aktivní zóny a $\Delta T_{21} = c_c \cdot \Delta i_{21}$ je celkové ohřátí chladiva v aktivní zóně. Na měrnou entalpii $i_c(\zeta)$ nebo na teplotu chladiva $T_C(\zeta)$ nemá tedy vliv tvar

funkce vývinu tepla $F(\zeta)$, ale pouze její integrál od $\zeta = 0$ až po ζ . Na výstupu z palivového kanálu je $z = H$ ($\zeta = 1$) a výstupní teplota chladiva $T_c(z = H) = T_2$ je tedy určena rovnicí

$$T_2 - T_1 = \Delta T_{21} = \frac{P_T}{Q_{mT} c_C}. \quad (3.29)$$

Tato teplota nezávisí na funkci vývinu tepla ale je určena pouze celkovým výkonem palivového proutku P_T , hmotnostním průtokem chladiva Q_{mT} , který připadá na jeden prutek, a střední hodnotou měrné tepelné kapacity c_C .



Obr. 3.3: Příklad axiálního průběhu teplot v reaktoru VVER-440: T_{um} – teplota vnitřního povrchu paliva, T_{up} – teplota vnějšího povrchu paliva, T_{p1} – teplota vnitřního povrchu povlaku, T_{p2} – teplota vnějšího povrchu povlaku, T_c – teplota chladiva

Na Obr. 3.3 je zobrazen axiální (po výšce) průběh teplot v palivovém kanále reaktoru VVER-440 v jednotlivých vrstvách, od paliva až po chladivo. Průběh teploty uvnitř paliva je spjatý s vývinem tepla v palivu a kopíruje tedy axiální funkci vývinu tepla $F(z)$, další teploty se zjistí řešením přestupu tepla přes jednotlivé vrstvy (palivo, rozhraní palivo-mezera, mezera, rozhraní mezera-povlak, atd.), charakterizované svým koeficientem přestupu tepla. V případě přestupu tepla do chladiva je také důležitý režim proudění kapaliny. Axiální průběh teploty chladiva T_c závisí na

integrálu axiální funkce vývinu tepla $F(z)$, podle něhož se po výšce AZ postupně ohřívá, až dosáhne nejvyšší teploty na výstupu z AZ. V zobrazeném grafu jsou pro větší názornost dvě teplotní osy, levá pro teploty paliva a pravá pro teploty povlaku a chladiva (průběhy těchto teplot by nebyly zřetelné při použití stejné osy s teplotami paliva, ty totiž dosahují značně vyšších hodnot).

3.4.2 Příklad výpočtu výstupní teploty chladiva

Z rovnice (3.28) je vidět, že prostorové rozložení teplot v palivovém kanále bude záviset především na axiální funkci vývinu tepla v palivovém článku. V případě válcového reaktoru se symetrickým axiálním reflektorem lze použít sinusové funkce vývinu tepla

$$F(\zeta) = \frac{1}{\mu_z} \cdot \sin \left[\frac{\pi(\zeta + \delta_R)}{1 + 2\delta_R} \right], \quad (3.30)$$

kde odpovídající součinitel axiálního vyrovnání vývinu tepla

$$\mu_z = \frac{1}{K_z} = 2 \cdot \frac{1 + 2\delta_R}{\pi} \cdot \cos \left(\frac{\pi\delta_R}{1 + 2\delta_R} \right). \quad (3.31)$$

V této rovnici je K_z axiální součinitel nerovnoměrnosti vývinu tepla a δ_R je efektivní úspora reflektoru. Problematika reflektoru v rámci vývinu tepla v jaderném reaktoru nebyla zatím v předchozích kapitolách rozebrána, v souladu s rozsahem a zaměřením této práce totiž není příliš relevantní. Především proto, že u lehkovodních reaktorů je vliv reflektoru na vyrovnání výkonu v AZ prakticky zanedbatelný, ač má určitý vliv na teplotní poměry v periferních palivových souborech. V rámci orientace v problematice je ale na místě zmínit, že symetrický axiální reflektor si lze představit jako dvě stejné vrstvy vody nad a pod AZ, které díky své moderační schopnosti slouží jako zdroj tepelných neutronů za hranicí AZ, a přispívají tak k dalšímu štěpení a tím zvyšují tok neutronů na okraji AZ. Díky tomuto efektu se zavádí efektivní úspora reflektoru δ_R .

Po dosazení (3.30) a (3.31) do rovnice (3.28) se obdrží vztah pro průběh teploty chladiva po výšce AZ:

$$T_c(\zeta) = T_1 + \frac{\Delta T_{21}}{2} \left\{ 1 - \frac{\cos \left[\frac{\pi(\zeta + \delta_R)}{1 + 2\delta_R} \right]}{\cos \left(\frac{\pi\delta_R}{1 + 2\delta_R} \right)} \right\}. \quad (3.32)$$

Pro holý válcový reaktor bez reflektoru pak platí zjednodušený vztah:

$$T_c(\zeta) = T_1 + \frac{\Delta T_{21}}{2} [1 - \cos(\pi\zeta)]. \quad (3.33)$$

Pro příklad bude určena výstupní teplota chladiva v centrálním palivovém kanále VVER-440, pokud $P = 1444 \text{ MW}$, $Q_{mAZ} = 8503 \text{ kg} \cdot \text{s}^{-1}$, $t_1 = 267,2 \text{ }^\circ\text{C}$, $c_c = 5,46 \cdot 10^3 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$, $K_r = 1,426$, $K_z = 1,21$ a uvažuje se sinusový vývin tepla.

Ohřátí chladiva v kanále se určí podle vztahu:

$$\Delta T_{21} = \frac{P \cdot K_r}{Q_{mAZ} c_C} = \frac{1444 \cdot 10^6 \cdot 1,426}{8503 \cdot 5,46 \cdot 10^3} = 44,35 \text{ K} . \quad (3.34)$$

Dosazením této hodnoty do (3.32), popř. do (3.33) se již snadno získá axiální průběh teploty chladiva v palivovém kanále. Hodnota výstupní teploty chladiva je zde

$$t_2 = t_1 + \Delta T_{21} = 267,2 + 44,35 = 311,55 \text{ } ^\circ\text{C} . \quad (3.35)$$

Podobným způsobem počítá výstupní teplotu kazet i výpočetní program MOBY-DICK a jeho modul TH-blok (viz kapitola 5). Komplexnější výpočetní programy, zabývající se termohydraulikou, mají samozřejmě pro výpočet mnohonásobně složitější tepelný model palivového kanálu, a rovnice energetické bilance má pak také mnohonásobně složitější tvar, princip výpočtu však zásadě odpovídá tomu zde nastíněnému.

4 VÝPOČETNÍ KÓDY A JEJICH FYZIKÁLNÍ ZÁKLAD

Pro návrh jaderného reaktoru i pro provozní výpočty je nezbytné mít prostředky k určení prostorového rozložení neutronů v systému v závislosti na jejich energii a směru pohybu. To ale představuje velice náročný úkol vzhledem k jejich častým interakcím v podobě rozptylových srážek, absorpci nebo dalšímu rozmnožování. Jelikož účinné průřezy těchto jaderných reakcí závisejí většinou složitým způsobem na energii neutronu, nelze se při popisu pohybu neutronů v nějakém prostředí vyhnout zjednodušujícím předpokladům.

Zde nachází uplatnění moderní výpočetní technika v podobě celé řady výpočetních programů (kódů), jejichž hlavním úkolem bývá určit rozložení hustoty toku neutronů v aktivní zóně a pak hodnoty dalších důležitých fyzikálních veličin od něho se odvíjejících. V této kapitole budou stručně představeny různé typy výpočetních kódů a jejich fyzikální aparát.

Teorie, zmíněná v této kapitole, a popis metod řešení vychází ze zdrojů [10], [11], [12], [13], [14] a [15] pro difuzní a transportní teorii, [16], [17] a [18] pro metodu Monte Carlo a [12] pro knihovny dat a lattice výpočty.

4.1 Transportní teorie

Nejobecnější přístup k určení kolektivního chování neutronů v aktivní zóně reaktoru je založen na transportní teorii, která umožňuje respektovat anizotropii rozptylu neutronů. Transportní rovnici se také někdy říká Boltzmannova rovnice (kinetická rovnice, rovnice kontinuity, apod.):

$$\frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial \tau} \varphi(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, E, \tau) = S(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, E, \tau) - \boldsymbol{\Omega} \cdot \nabla \varphi(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, E, \tau) - \Sigma_t(\mathbf{r}, E, \tau) \varphi(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, E, \tau). \quad (4.1)$$

Tato rovnice reprezentuje rovnováhu v přírůstku a úbytku počtu neutronů v jednotce objemu, kde neutrony jsou charakterizovány svou energií E (rychlostí v). Člen na levé straně rovnice značí časovou změnu hustoty toku neutronů, první člen na pravé straně reprezentuje přírůstek počtu neutronů (sdružuje přírůstky štěpením, rozptylem, popř. z externího zdroje), druhý člen na levé straně představuje únik neutronů a třetí úbytek neutronů absorpcí.

Transportní rovnice představuje nejpřesnější popis chování neutronů v aktivní zóně reaktoru, je ale velice obtížné ji vyřešit, protože její členy jsou závislé na prostorových souřadnicích (\mathbf{r}), směru ($\boldsymbol{\Omega}$), energii (E) a čase (τ). Pro řešení transportní rovnice se používají především tyto dvě metody:

- metoda P_n (spherical harmonic) – řešení integro-diferenciálního tvaru transportní rovnice převodem do sférických souřadnic
- metoda S_n (discrete ordinates) – jde o diskretizaci diferenciálního tvaru transportní rovnice, resp. její úhlové závislosti do specifických směrů

popř. jejich zjednodušené verze SP_n a SS_n (simplified P_n/S_n). Existuje i celá řada dalších přístupů k řešení transportní rovnice, podrobný popis jejího řešení pomocí některé ze zmíněných metod ale není předmětem této práce.

4.2 Difuzní teorie

V případě, že lze úhlové rozložení vektoru rychlosti neutronů považovat za izotropní nebo téměř izotropní anebo nezávisí ani na energii ani na poloze, lze chování neutronů popsat jednodušší difuzní teorií. Tato metoda představuje náhled na pohyb neutronů jako na formu difuze (podobně,

jako je tomu u plynů). Ačkoli byly vyvinuty pokročilejší metody, difuzní rovnice stále představuje nástroj pro podrobné výpočty parametrů aktivních zón energetických reaktorů.

4.2.1 Difuzní rovnice, Fickův zákon

Jak již bylo nastíněno u transportní teorie, základem jakékoli fyzikální teorie jaderných reaktorů je tzv. zákon zachování neutronů. Tímto zákonem je vyjádřena neutronová bilance v prostředí, kde dochází k úniku, rozptylu a absorpci neutronů. V objemu V pak za jednotku času platí:

$$\text{změna počtu neutronů} = \text{vznik} - \text{únik} - \text{absorpce} . \quad (4.2)$$

V rámci difuzní teorie únik popisuje Fickův zákon, který se používá pro chemickou difuzi. Bylo prokázáno, že pokud je koncentrace v jedné oblasti vyšší než v oblasti druhé, roztok bude difundovat z oblasti s vyšší koncentrací do oblasti s nižší koncentrací. Míra této difuze je úměrná záporné hodnotě gradientu koncentrace. Neutrony se do jisté míry chovají podobným způsobem – pokud je hustota toku neutronů v jedné oblasti reaktoru vyšší, směřuje tok neutronů do oblasti s hustotou nižší. Matematicky se tento jev vyjádří jako

$$J = -D \operatorname{grad} \varphi , \quad (4.3)$$

tj. výsledný počet neutronů J , který prochází za jednotku času jednotkovou plochou kolmou na směr toku (hustota neutronového proudu), je úměrný difuznímu koeficientu D a záporně vzatému gradientu hustoty toku neutronů φ .

Pokud uvažujeme, že všechny neutrony mají stejnou energii, lze v difuzním přiblížení vyjádřit únik neutronů za jednotku času z objemu V ohraničeného povrchem S na základě Fickova zákona:

$$\int_S J \cdot dS = \int_S -D \operatorname{grad} \varphi \cdot dS . \quad (4.4)$$

Podle Gaussovy-Ostrogradského věty lze tento plošný integrál převést na objemový:

$$\int_S D \operatorname{grad} \varphi \cdot dS = \int_V \operatorname{div}(D \operatorname{grad} \varphi) \cdot dV . \quad (4.5)$$

V případě, že uvažované prostředí obsahuje objemové zdroje neutronů o vydatnosti Q a absorpci neutronů lze charakterizovat účinným průřezem Σ_a , celková změna počtu neutronů za jednotku času v objemu V bude určena rovnicí

$$\int_V \frac{\partial n}{\partial \tau} \cdot dV = \int_V Q \cdot dV + \int_V \operatorname{div}(D \operatorname{grad} \varphi) \cdot dV - \int_V \Sigma_a \varphi \cdot dV . \quad (4.6)$$

Vztáhne-li se tato rovnice na objemový element dV , tj. na jednotkový objem, výsledkem bude známá difuzní rovnice:

$$\frac{\partial n}{\partial \tau} = \operatorname{div}(D \operatorname{grad} \varphi) - \Sigma_a \varphi + Q . \quad (4.7)$$

Nezávisí-li difuzní koeficient D na poloze, je možno tuto rovnici dále upravit na

$$\frac{\partial n}{\partial \tau} = \frac{1}{v} \frac{\partial \varphi}{\partial \tau} = D \nabla^2 \varphi - \Sigma_a \varphi + Q. \quad (4.8)$$

Ve stacionárním případě je navíc $\frac{\partial n}{\partial \tau} = 0$ a difuzní rovnice má tvar

$$D \nabla^2 \varphi - \Sigma_a \varphi + Q = 0. \quad (4.9)$$

Obecné řešení této difuzní rovnice obsahuje integrační konstanty, které se určí z hraničních podmínek. Podle charakteru řešené úlohy se musí hraniční podmínky volit tak, aby výsledné řešení poskytovalo jednoznačný popis fyzikální skutečnosti. Nejčastěji používané hraniční podmínky jsou:

- 1) Hustota toku neutronů musí být konečná a nezáporná v celé oblasti řešení difuzní rovnice.
- 2) Na rozhraní dvou prostředí s rozdílnými difuzními vlastnostmi se rovnají hustoty neutronových toků i hustoty neutronových proudů v kolmém směru na rozhraní.
- 3) Průběh hustoty neutronového toku poblíž rozhraní difuzního prostředí a vakua je aproximován tak, aby na extrapolované hranici, vzdálené o délku lineární extrapolace d_e od fyzikálního rozhraní byla hodnota φ nulová.

Difuzní rovnice má v teorii reaktorů rozsáhlé uplatnění, avšak podléhá řadě omezení – jak plyne z jejího odvození. Provedením podrobnějšího rozboru, založeného na obecnější transportní teorii, lze použít difuzní rovnice rozšířit po zavedení vhodných oprav. Podmínky platnosti difuzní rovnice lze formulovat souhrnně takto:

- 1) Přísně vzato platí difuzní rovnice pouze pro monoenergetické neutrony.
- 2) Difuzní rovnice byla odvozena pro prostředí se slabou absorpcí, kde platí $\Sigma_a \ll \Sigma_s$. Pokud se však použijí opravy difuzního koeficientu podle transportní teorie, je použitelná i v prostředí s větší absorpcí.
- 3) Difuzní rovnice platí v oblastech vzdálených aspoň dvě až tři střední volné dráhy pro transport neutronu od silných zdrojů, absorbátorů a rozhraní mezi různými difuzními prostředími.

4.2.2 Přístupy k řešení difuzní teorie

Následují dvě dominantní metody řešení difuzní rovnice, metoda konečných diferencí a nodální metoda. Lze se ještě setkat s metodou konečných prvků (resp. objemů).

4.2.2.1 Metoda konečných diferencí

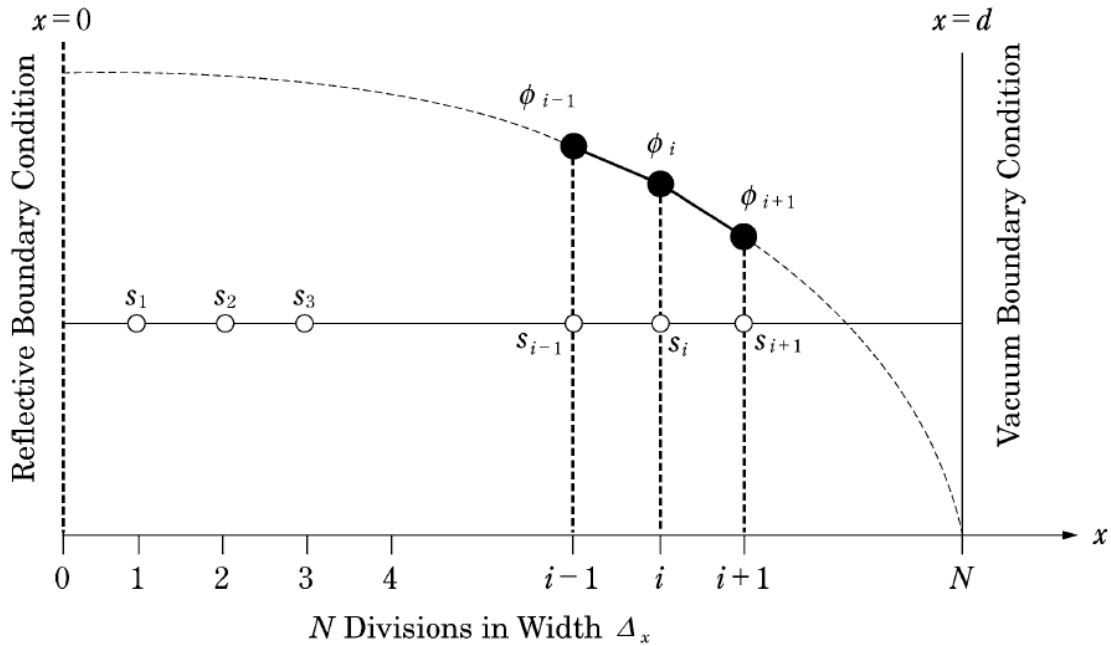
Difuzní rovnice ve stacionárním stavu (pro jeden časový okamžik) má tvar (4.9), kde operátor nabra znamená v kartézském systému souřadnic

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}. \quad (4.10)$$

Pokud se jednoduchost uvažuje pouze jednorozměrné prostředí, difuzní rovnice se pak zjednoduší na tvar

$$D \frac{\partial^2 \varphi(x)}{\partial x^2} - \Sigma_a \varphi(x) + Q(x) = 0. \quad (4.11)$$

Uvažuje se konečná plocha délky $2d$, uprostřed je aplikována reflektorová okrajová podmínka, a jedna strana této plochy o délce d je rozdělena na N stejných úseků. Za předpokladu uniformního neutronového zdroje a nemnoživého prostředí (např. voda) je produkce neutronů po celé délce konstantní. Tato situace je zobrazena na Obr. 4.1.



Obr. 4.1: Metoda konečných diferencí v jednorozměrné geometrii [12]

V tomto případě lze parciální derivaci druhého řádu aproximovat pomocí hodnot hustot neutronového toku v bodě i a v obou sousedních bodech:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} \approx \frac{\left(\frac{\varphi_{i+1} - \varphi_i}{\Delta_x} \right) - \left(\frac{\varphi_i - \varphi_{i-1}}{\Delta_x} \right)}{\Delta_x} = \frac{\varphi_{i-1} - 2\varphi_i + \varphi_{i+1}}{\Delta_x^2}. \quad (4.12)$$

Pak bude difuzní rovnice v každém bodě vytvořené sítě zjednodušena na tvar

$$D \left(\frac{\varphi_{i-1} - 2\varphi_i + \varphi_{i+1}}{\Delta_x^2} \right) - \Sigma_a \varphi_i + q_i = 0; \quad i = 1 \dots N-1. \quad (4.13)$$

Zjistit hodnotu hustoty neutronového toku tedy bude znamenat řešit soustavu N lineárních rovnic, kde neznámé budou hodnoty toku v jednotlivých bodech sítě. Pro samotné řešení je ještě třeba rovnici upravit na přehlednější tvar a zavést okrajové podmínky (nulová hustota toku na hranici), ale stejným způsobem se dá řešit i dvourozměrný a trojrozměrný problém. Stejný princip platí také při řešení vícegrupové difuzní rovnice, rozdíl je pak jednak v účinném průřezu, který sdružuje účinný průřez pro absorpci a pro přechod do nižší grupy (moderace), a také vypočtený neutronový tok v jedné grupě se zahrnuje do zdrojového členu grupy následující.

Řešení vícegrupové difuzní rovnice metodou konečných diferencí provádí také český program MOBY-DICK, kterému bude věnována celá následující kapitola 5.

4.2.2.2 Nodální metoda

Pro lehkovodní reaktory je třeba vytvořit velice jemnou síť bodů (1-2 cm), aby bylo dosaženo dostatečně přesných výsledků (protože střední volná dráha neutronů je u tohoto typu reaktoru krátká). U tradičních tlakovodních reaktorů s velikostí aktivní zóny přes 30 m³ pak vzniká síť o několika desítkách milionů bodů, i při zanedbání reflektorové oblasti. Řešit takhle rozsáhlý 3D problém metodou konečných diferencí je velmi náročné na výpočetní výkon a tudíž nepraktické. Z toho důvodu byla vyvinuta nodální metoda (uzlová, někdy také hrubosíťová), která umožňuje výpočty s vysokou přesností při hrubším dělení (na úrovni palivových souborů). V současné době jde o dominantní přístup pro výpočty lehkovodních reaktorů.

Numerické řešení této metody je velice komplikované a nebude zde blíže popsáno, ale její princip je integrace okolí uzlů sítě do homogenních oblastí a řešení difuzní teorie v tomto hrubším dělení. Tím se značně sníží počet bodů sítě a rapidně se zkrátí čas výpočtu.

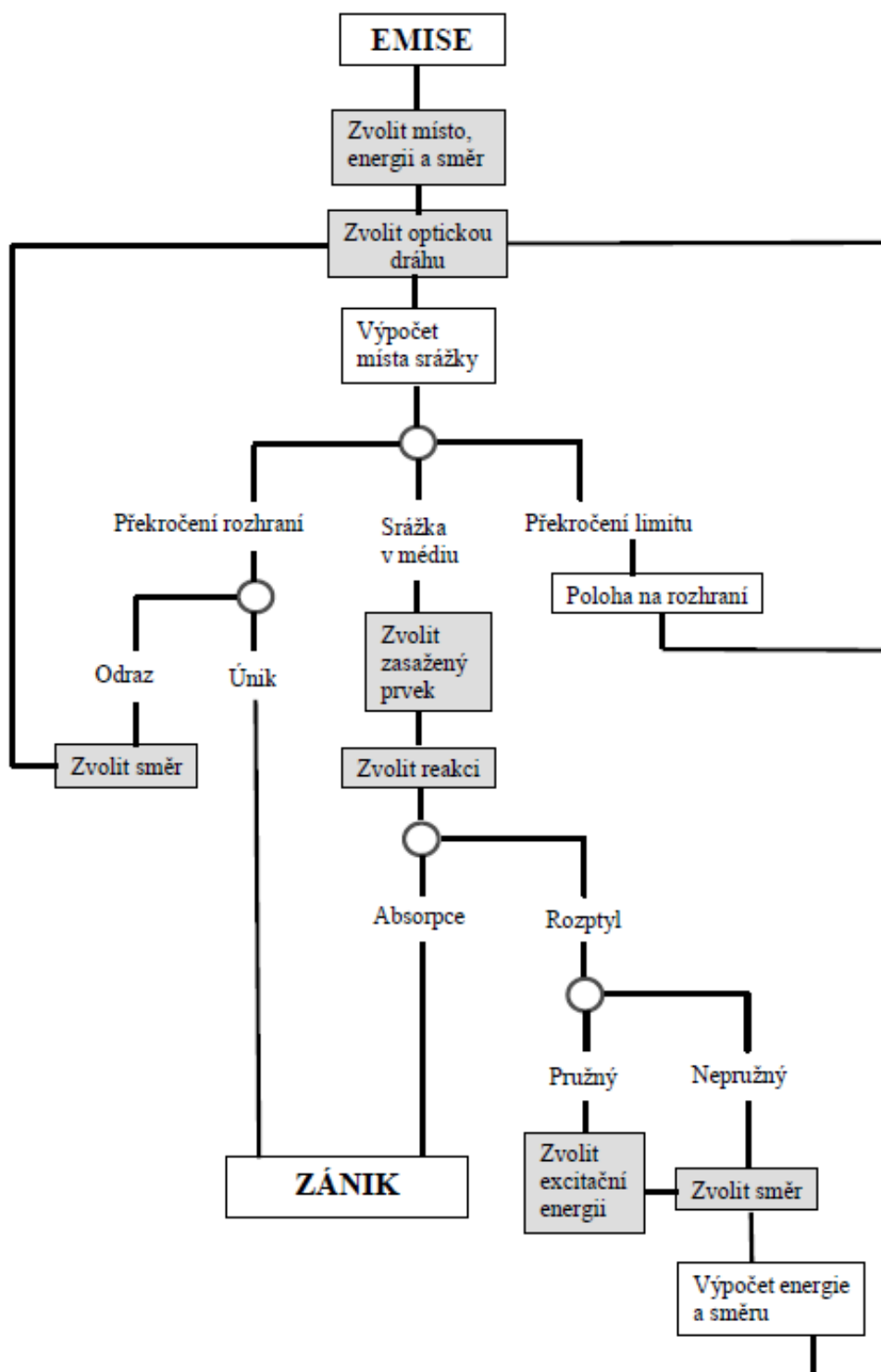
4.3 Metoda Monte Carlo

Obě výše zmíněné metody patří do metod s tzv. deterministickým přístupem. To znamená, že jsou založeny na aplikaci numerických řešení a nepoužívají tedy žádný náhodný výběr na základě nějakého pravděpodobnostního rozdělení. Hustota neutronového toku je zde závislá proměnná v rovnici, která je řešena v rámci svých okrajových podmínek. Tyto metody se většinou nevyhnou určitým zjednodušením a diskretizaci energetických a prostorových závislostí. Naproti tomu metoda Monte Carlo patří mezi metody stochastické, statistické. Často se v oblasti fyziky využívá a její užitečnost stoupá s rozvojem výpočetní techniky. Výhoda metod jako Monte Carlo je, že jsou schopny vyřešit problém bez významnějších zjednodušení a aproximací, potřebují ale provést velké množství simulací a jsou tedy velice náročné na výpočetní výkon a čas.

Princip metody Monte Carlo je jednoduchý – při snaze určit hodnotu veličiny, která je výsledkem nějakého náhodného děje, se provede velké množství simulací tohoto děje a jejich výsledky je pak možné statisticky zpracovat, určit střední hodnotu apod. Čím více simulací se provede, tím více se bude výsledná hodnota blížit skutečnosti. V případě aplikace tohoto principu na problematiku transportu neutronů ve hmotném prostředí se postupuje následovně. Začíná se zdrojem neutronů, kterým je téměř výhradně štěpná reakce – štěpný zdroj má určité rozložení v prostoru, štěpné spektrum které udává rozložení energie, a směrové rozložení. Všechna tato rozložení se dají charakterizovat pravděpodobnostní distribuční funkcí. Vygenerují se náhodná čísla, která z těchto funkcí určí umístění v prostoru, energii a směr právě sledované částice – neutronu. Tento neutron se pohybuje přímočaře prostorem, dokud se neúčastní srážky. Další náhodná čísla určí, jakou vzdálenost urazí před srážkou a o jakou srážku - reakci se bude jednat (účinný průřez), atd. dokud neutron nezanikne, tj. dokud není pohlcen nebo neunikne ze sledovaného prostoru. Následuje simulace dalšího neutronu. Na Obr. 4.2 je zobrazen diagram dráhy sledovaného neutronu od jeho vzniku až po zánik – podobným způsobem jsou naprogramovány výpočetní kódy na bázi metody Monte Carlo (zde samozřejmě zjednodušeně). Šedé obdélníky představují náhodný výběr z pravděpodobnostního rozložení, bílé obdélníky výpočet a malé kroužky znamenají větvení na základě předchozího výběru nebo výpočtu. Po provedení dostatečného množství (v řádu několika milionů) simulací je výsledkem rozložení neutronů ve sledovaném prostředí.

Výpočetní kódy na bázi metody Monte Carlo jsou používány většinou pro popis složitých a nestandardních situací, pro ověření deterministických výsledků, v oblasti fyziky stínění, a zejména v rámci lattice výpočtů (viz níže). Při návrhových a provozních výpočtech se používají spíše

metody deterministické. Mezi známé výpočetní kódy na bázi metody Monte Carlo patří např. MCNP, KENO, SERPENT. Je také na místě zmínit, že metoda Monte Carlo se v rámci neutronových výpočtů nepoužívá jen pro řešení děje jako takového (simulace chování neutronu od vzniku po zánik), ale také jako matematická metoda k řešení transportní nebo difuzní rovnice. Dá se aplikovat na řešení vícerozměrných integrálů, jako alternativa k výše zmíněným numerickým metodám.

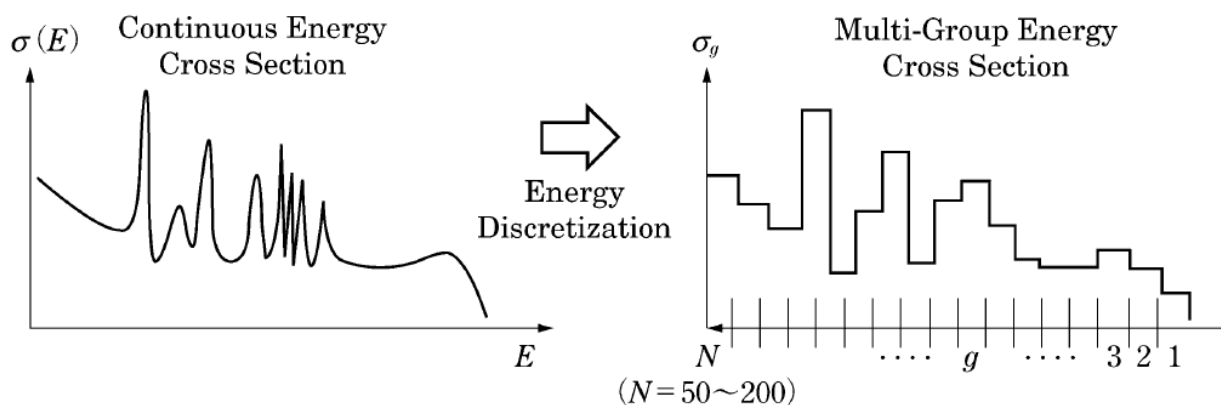


Obr. 4.2: Simulace dráhy neutronu pomocí metody Monte Carlo [16]

4.4 Zpracování vstupních dat pro reaktorový výpočet

4.4.1 Knihovny dat

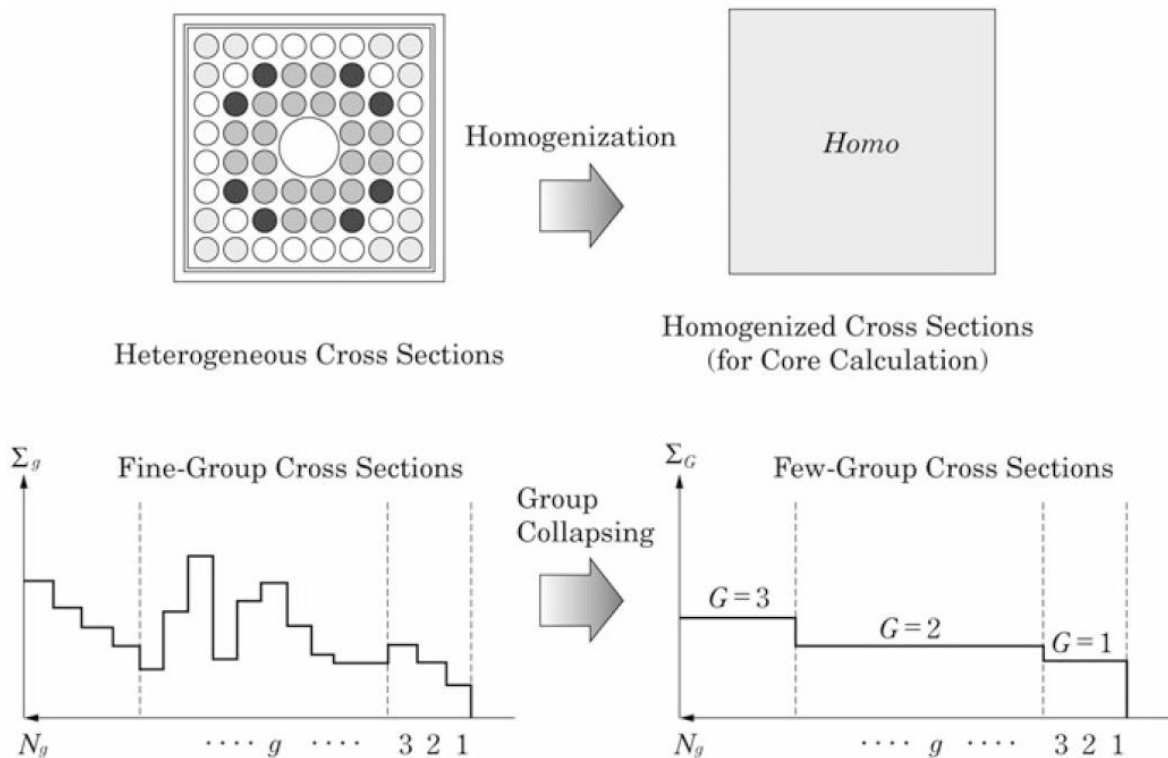
Ať už se jedná o kterýkoli způsob řešení, pro samotný výpočet aktivní zóny reaktoru je potřeba znát hodnoty účinných průřezů různých nuklidů pro různé jaderné reakce v celém spektru energií. Tyto hodnoty, zjištěné experimentálně a/nebo teoreticky vypočtené se dají zjistit z knihoven (evaluated nuclear data files) např. JEFF nebo ENDF/B. Výpočetní kódy nicméně nepotřebují pro svoji funkci znát všechna z obrovského množství dat obsažených v těchto knihovnách, a vyhledávat v takto rozsáhlých souborech je velice neefektivní – proto je třeba provést jakési předzpracování dat, vybrání hodnot potřebných pro daný výpočetní kód a jejich uložení ve snadno a rychle dostupné formě. Tento soubor úkonů se nazývá „preprocessing“ a provádějí ho speciálně k tomu přizpůsobené kódy – např. NJOY nebo PREPRO. Výsledkem je nová sada informací, knihovna pro samotný reaktorový výpočet (reactor constant library). Součástí preprocessingu bývá také diskretizace spojitých energetických závislostí účinných průřezů, potřebná pro kódy, které řeší transportní nebo difuzní rovnici rozdělením na energetické grupy (spojité hodnoty používají kódy na bázi metody Monte Carlo, např. MCNP) – tento proces je názorně zobrazen na Obr. 4.3. [12]



Obr. 4.3: Diskretizace spojité energetické závislosti účinného průřezu [12]

4.4.2 Lattice kódy

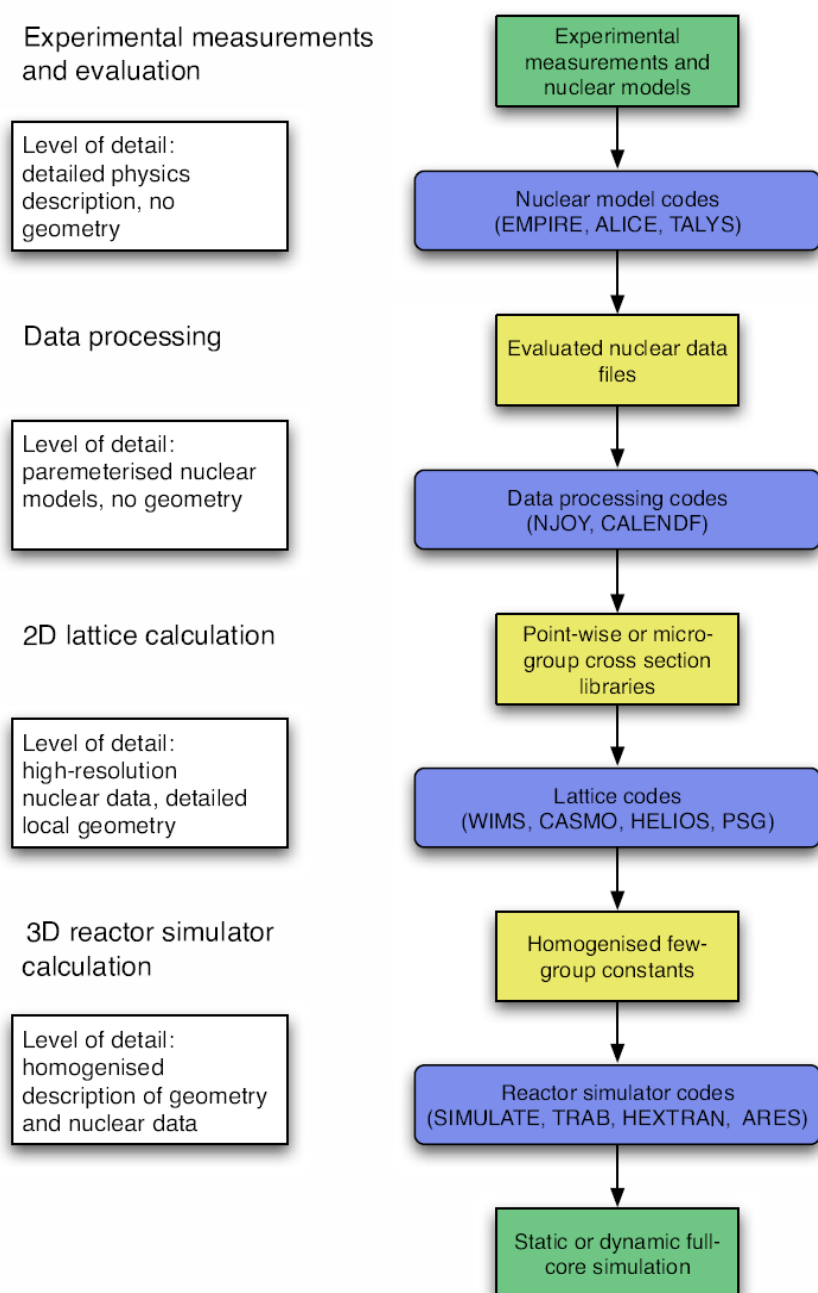
I za použití moderních výkonných počítačů je ale výpočet celé aktivní zóny s mnoha tisíci palivovými proutky v heterogenním geometrickém modelu a za použití mnoha energetických grup velice obtížný a hlavně časově náročný.



Obr. 4.4: Homogenizace účinných průřezů a slučování energetických grup při lattice výpočtu [12]

Z tohoto důvodu se používá tzv. lattice výpočet (mřížový výpočet), který má za úkol jednak homogenizovat geometrický model (např. nahradit heterogenní model proutku nebo celé kazety s mnoha vrstvami a různými materiály jednou hodnotou účinného průřezu, reprezentující tento celek), a také sloučit velké množství energetických grup a tím zásadně snížit jejich počet (samozřejmě při zachování dobré vypovídací schopnosti o závislosti účinných průřezů na energii neutronů). Schéma tohoto procesu je znázorněno na Obr. 4.4.

Tímto způsobem se rapidně sníží při samotném výpočtu celé aktivní zóny nároky na čas i na výpočetní výkon. Známým příkladem lattice kódu jsou např. transportní kód WIMS nebo HELIOS. Schéma toku dat od prvotních změřených a experimentálních hodnot až po vstupy do reaktorového výpočtu je na Obr. 4.5.



Obr. 4.5: Schéma zpracování dat pro vstupy do výpočtu aktivní zóny reaktoru [19]

4.5 Shrnutí

Obecně lze výpočetní kódy rozdělit podle matematického přístupu na deterministické a statistické - stochastické (v nichž dominují programy na bázi metody Monte Carlo). Dále je lze dělit podle fyzikálního základu na transportní, difuzní a Monte Carlo (neřeší ani jednu rovnici, ale děj). Deterministické kódy je možné řešit různými metodami – transportní metodami P_n , S_n , SS_n , SP_n ; difuzní metodou konečných diferencí nebo nodální metodou; obě pak lze ještě řešit metodou Monte Carlo. Přístup k výpočtu aktivní zóny reaktoru je většinou následující – s pomocí knihoven dat, získaných ve fázi „preprocessingu“ (programy NJOY, PREPRO, CALENDF) se připraví v rámci lattice výpočtu transportním nebo Monte Carlo kódem homogenizované a parametrizované

(v závislosti na energetickém spektru, teplotách, vyhoření, apod.) účinné průřezy pro daný reaktor, a pak se řeší difuzním kódem v nějakém hrubém přiblížení (známé transportní kódy – WIMS, HELIOS; difuzní – MOBY-DICK, BIPR, PARCS; Monte Carlo – MCNP, SERPENT). Některé firmy nebo ústavy vydávají balíky kódů, se kterými je možné realizovat celý výpočet (obsahují transport, difuzi, úpravu knihoven, Monte Carlo,...) – např. balík SCALE od Oak Ridge National Laboratory (programy KENO, ORIGEN, TRITON).

5 VÝPOČETNÍ PROGRAM MOBY-DICK

Základním výpočtovým programem, používaným v ČR pro analýzy jaderných reaktorů je program MOBY-DICK. Jde o program plně vyvinutý českými inženýry ve Škoda JS a.s., který se používá pro pracovní analýzy v jaderných elektrárnách Dukovany a Jaslovské Bohunice. V zásadě však umožňuje výpočty jak reaktorů VVER 440, tak i reaktorů VVER 1000.

Program je napsán v jazyce Fortran 77 a obsahuje již více jak 40 tisíc řádků zdrojového kódu. Primárně byl určen pro pracovní stanice HP B2600 a HP C3700, avšak s rozvojem klasických osobních počítačů byl upraven i pro PC Intel Pentium 4. Základní algoritmus kódu je založen na řešení soustavy difúzních rovnic pro hustotu neutronového toku. Současná verze programu je mds562v24 s knihovnamí dat WD422FE8 a WS422FE8.

Faktické informace o programu v této kapitole a jeho popis vychází z [20], některé formulace pak z [21]. Seznámení s programem proběhlo za pomoci vedoucího práce, některé informace praktického rázu (především v rámci popisu vstupních a výstupních souborů) pak pramení z ústní konzultace.

5.1 Základní popis

Program byl již několikrát modernizován zejména z důvodu používání stále novějších paliv a konstrukčních materiálů s různými vlastnostmi. Formálně je však rozdělen na dva stabilní bloky: NF-blok pro neutronově fyzikální výpočty a TH-blok pro termohydraulické analýzy.

Základem NF-bloku jsou moduly (subroutiny) pro diferenční řešení vícegrupové soustavy difúzních rovnic. Tyto moduly dovolují dvou- a třírozměrné výpočty na dvou typech sítí:

- *trojúhelníková* – hrubosíťové řešení AZ s rozdělením palivových kazet na 6 k^2 elementů (rovnostanných trojúhelníků)
- *hexagonální* – poproutkové řešení AZ v regulární síti pravidelných šestiúhelníků.

Moduly, které zpracovávají geometrický popis AZ, umožňují široké spektrum manipulací s palivem (např. otáčení kazet při překládkách a zavážení kazet ze skladu vyhořelého paliva). Moduly pro výpočet konstant umožňují snadnou výměnu knihovny parametrizovaných difúzních dat. Ty jsou připraveny v oblasti mikrovýpočtu pro hrubosíťové i poproutkové aplikace, které se mohou lišit výběrem parametrů, formou aproximačních vztahů, rozsahem a typem zahrnutých hraničních podmínek, atd. Hraniční podmínky pro reflektor a absorpční části regulačních kazet jsou součástí knihovny difúzních dat ve tvaru tzv. γ matice. Existuje i možnost zadávat jednoduché hraniční podmínky ve vstupních datech, případně rozšířit difúzní řešení i do radiálního reflektoru.

U 3D výpočtů program dovoluje formálně nerovnoměrné dělení po výšce, ale vzhledem ke specifickému pohybu paliva v axiálním směru je pro tuto verzi potřeba zadávat rovnoměrné dělení a to vzhledem k použité knihovně 42 bodů po výšce (rozhodující je použitá struktura nepalivové části HRK).

Součástí NF-bloku je i zpětnovazební teplotnický modul, zahrnující výpočet teploty chladiva (pomocí entalpie), hustoty chladiva a teploty paliva. Hlavní funkce tohoto modulu je zahrnutí zpětných vazeb a je sjednocen s modulem v TH-bloku ve smyslu použitých funkcí, vlastností vody, atd.

Podrobnější termohydraulické výsledky dává TH-blok. Ten provádí stacionární výpočet termohydraulických charakteristik aktivní zóny reaktoru VVER-440 a jejich jednotlivých kazet.

Jeho výsledky jsou využity ke kontrole kritérií, zajišťujících bezpečný provoz reaktoru a v případě jejich splnění slouží k sestavení „Tabulky režimů“, která obsahuje dovolené ohřevy na jednotlivých typech palivových kazet. Rovněž může sloužit při návrhu nových palivových vsázek.

Modul TH-blok zpracovává výsledky neutronově-fyzikálního výpočtu distribuce výkonu v aktivní zóně, jež přebírá z modulu NF-blok. Termohydraulické výpočty lze v podstatě rozdělit na 2 části:

- a) termohydraulický výpočet AZ - tato část využívá pouze výsledky hrubosíťové distribuce výkonu v AZ a umožňuje kontrolovat kritéria pro vstupní a výstupní teplotu chladiva z reaktoru a s použitím příslušného koeficientu horkého kanálu i kritérium pro výstupní teplotu chladiva z jednotlivých kazet;
- b) podrobný termohydraulický výpočet jednotlivých kazet AZ - tato část využívá výsledky proutkového výpočtu distribuce výkonu v kazetách AZ a umožňuje s použitím příslušných koeficientů horkého kanálu kontrolovat rezervu do teploty sytosti a dále kontrolu bezpečnosti vůči krizi varu. Výsledky z NF-bloku slouží ke kontrole kritérií pro koeficienty nerovnoměrnosti a max. lineárního výkonu a změny lineárního výkonu s uvažováním nepřesnosti při výpočtu a koeficientu horkého kanálu.

Výsledky výpočtu jsou archivovány na diskových souborech (formátových a binárních s přímým přístupem, které jsou využívány buď přímo systémem MOBY-DICK nebo dalšími programy.

Podle zadaného typu výpočtu je možné získat následující základní výsledky:

- pole specifických výkonů, vyhoření, teplot chladiva a paliva, koncentrací izotopů otravy a neutronových toků v AZ (s detailností, odpovídající použité síti a grupovému systému);
- integrální charakteristiky výkonové distribuce (hodnoty kazetových a kanálových koeficientů nevyrovnání, axiální offset, DNBR (Departure from Nucleate Boiling Ratio) a polohy maxim, stř. teplotu paliva);
- účinnosti a kritické parametry regulačních prostředků (systému chemické a mechanické regulace);
- efekty a koeficienty reaktivity (výkonový, včetně jeho jednotlivých složek), koeficienty, odpovídající vstupním parametrům chladiva (teplota, tlak, průtočné množství), koeficienty odpovídající změně parametrů v každém bodě o stejnou hodnotu (teplota a hustota moderátoru a teplota paliva);
- efektivní kinetické parametry (β_{eff} , β_{effi} , λ_i a A);
- hustotu toku rychlých neutronů ($E_n \geq 0,5$ MW, $E_n \geq 1$ MW) v místě svědečných vzorků a v oblasti TN (na vnitřním povrchu, za návarem, 1/4 tloušťky TN, 1/2 tloušťky TN a na vnějším povrchu) a jejich časový integrál tj. fluenci za vyšetřovaný cyklus;
- odchylky lineárního výkonu a změny lineárního výkonu v proutku od limitních hodnot závislých na vyhoření (tzv. Brikovy veličiny);
- průběh výkonu a dalších charakteristik reaktoru při kinetickém výpočtu s uvažováním vlivu zpožděných neutronů.

5.2 Metoda řešení

MOBY-DICK patří do skupiny programů, které při řešení toku neutronů v AZ používají difuzní teorii (popis této teorie je v kapitole 4.2). V principu MOBY-DICK řeší soustavu malogrupových (uvažují se 2 grupy okamžitých neutronů a 6, popř. 8 grup zpožděných neutronů) difuzních rovnic ve tvaru:

$$\begin{aligned}
 & -\operatorname{div}\left[D^g(\mathbf{r}, \tau) \operatorname{grad} \varphi^g(\mathbf{r}, \tau)\right] + \left[\Sigma_r^g(\mathbf{r}, \tau) + D^g(\mathbf{r}, \tau) B^{2g}(\mathbf{r}, \tau)\right] \varphi^g(\mathbf{r}, \tau) = \\
 & = \sum_{\substack{h=1 \\ h \neq g}}^G \Sigma_s^{h \rightarrow g}(\mathbf{r}, \tau) \varphi^h(\mathbf{r}, \tau) + \frac{X^g(\mathbf{r}, \tau)}{k_{ef}} S(\mathbf{r}, \tau) + Q^g(\mathbf{r}, \tau)
 \end{aligned} \tag{5.1}$$

kde

$g = 1 \dots G$	- index grupy, G je počet energetických grup
$D^g(\mathbf{r}, \tau)$	- difuzní koeficient
$\varphi^g(\mathbf{r}, \tau)$	- hustota toku neutronů
$\Sigma_r^g(\mathbf{r}, \tau), \Sigma_s^{h \rightarrow g}(\mathbf{r}, \tau)$	- makroskopické účinné průřezy pro absorpci a rozptyl
$X^g(\mathbf{r}, \tau)$	- štěpné spektrum
k_{ef}	- koeficient násobení
$S(\mathbf{r}, \tau)$	- štěpný zdroj
$Q^g(\mathbf{r}, \tau)$	- externí neutronový zdroj
$B^{2g}(\mathbf{r}, \tau)$	- pro 3D výpočty je tento člen roven nule, v případech s méně dimenzemi zastupuje nadbytečnou axiální absorpci

Tato rovnice se převede metodou konečných diferencí na tvar řešitelný numericky.

Co se týče modulu TH-blok, ten řeší odporové schéma AZ (zahrnuje 312 pracovních kazet a 37 kazet HRK, liší se od sebe koeficienty hydraulického odporu), které vychází z požadavku jednotné tlakové ztráty na všech kanálech AZ. Výpočet průtoků se provádí iteračně. Zpětná vazba takto zjištěných průtoků na neutronově-fyzikální vlastnosti se běžně neprovádí, ale lze ji zařadit (má malý vliv na výsledky). Výpočet výstupní teploty ze subkanálů kazet se provádí odlišně pro palivo neprofilované, profilované bez absorbátorů i s nimi – pro každý typ paliva je vytvořen model. Pro vedení tepla v palivu byl přijat třívrstvý model palivového článku (palivo, mezeřa, povlak), přestup tepla z povlaku do chladiva je charakterizován součinitelem přestupu, kde režim přestupu je konvekce do podchlazené kapaliny.

5.3 Omezení komplexnosti řešeného problému

Jsou dána strukturou programu nebo dimenzováním polí:

- symetričnost aktivní zóny 120° a 60° rotační, 60° a 30° zrcadlová nebo plná AZ;
- počet dělicích bodů na kazetu při hrubosíťových výpočtech je 6, 24, 54, 96, 150, 216;
- max. počet dělicích bodů na kazetu při poproutkovém výpočtu je 631, včetně bodů v mezeře;

- max. počet dělicích bodů po výšce je 250, ale vzhledem k připojené knihovně prakticky 42;
- max. počet palivových kazet v daném segmentu symetrie je 500;
- počet energetických grup je $2 \div 10$;
- max. počet různých materiálů v AZ je 999;
- max. počet různých materiálů v radiálním reflektoru je 20;
- max. počet různých materiálů v kazetě je 20;
- max. počet složek axiální materiálové struktury je 9;
- max. počet regulačních grup je 99;
- max. počet kazetových struktur (bylo 66, rozšířeno na 999).

5.4 Popis vstupních souborů

Vstupních souborů pro výpočet v MOBY-DICKu je hned několik – kromě vlastních vstupních dat jde o knihovny, soubory pro TH-výpočty, archiv, inventář, apod. Vlastní vstupní data se textově zadávají postupně v několika blocích:

- Zadání druhu výpočtu (stezky) a požadovaných výstupů.
- Zadání knihovny malogrupových difúzních dat.
- Zadání typu a hodnot hraničních podmínek.
- Zadání geometrie sítě při hrubosíťovém řešení nebo knihovny detailních kazetových map při poproutkovém řešení.
- Zadání metody urychlování zdrojových iterací a kritérií konvergence.
- Vlastní data pro 1. řešenou variantu.
- Vlastní data pro 2. řešenou variantu.
- ...
- ...
- Vlastní data pro poslední řešenou variantu.
- Data pro opakování variant se změnou, nebo další série dat od zadání druhu výpočtu.
- ‘STOP’ řádek.

Struktura vstupních dat je názorně vysvětlena na Obr. 5.1 na příkladu první kampaně čtvrtého bloku na EDU. Vstupní soubory dalších kampaní, které z tého první vychází, pak nemají již detailně popsanou vstupní kazetovou mapu jedné šestiny AZ, ale jen výčet překládek a otáčení jednotlivých kazet.

Hlavním uživatelským parametrem je zde druhý řádek, tedy výběr tisknutých výsledků s klíčovým slovem RESULTS. Zde se dají podle potřeb uzpůsobit výstupní data a kromě implicitních výsledků tisknout navíc např. 2D a 3D poproutkové rozložení výkonů a vyhoření, výstupní kazetové a kanálové teploty (vypočteny pouze zjednodušené v rámci NF-bloku), atd.

```

TRAP      GOARCHIVED ... Výběr výpočetní stezky + požadavek na archivaci výsledků
RESULTS  BPOWER-2D ... Výběr tisku výsledků (zde mapa rozložení relativních výkonů v biprovském formátu)
#
WD422FE8      MIX ] ... Zadání názvu knihovny difuzních dat (a jejich spektrálních korekcí) + zadání
WS422FE8      geometrie výpočtu (zde poproutkový výpočet, jinak heslo COARSE)
WD422FE8
#
BIPROU  KN  CQ ... Tisk dodatečných informací do výsledků (zde jméno kazety a max. výkon kanálu)
DB4C01ST  XC  NEW      PW      TI  200.QM 8270.CB ] ... Úvodní data při výpočtu nové varianty
8.70PR  12.3-          PN 1375.UN      4CY      1      (výkon, tlak, teplota,...)

HEIGHT-R      249.900 42 ... Zadání výšky zóny a jejího dělení + geometrie reflektoru (zde pravidelné axiální
NO REFL.      dělení a bez difuzně řešeného reflektoru)

CORE MAP TROT. 60
2001  1002  2003  2004  1005  1006  2007  2008  3009
2010
      2011  1020  2028  2035  2042  1048  1053
3057  3059
      1012  2021  1029  1036  2043  2049  3054
3058
      2013  1022  2030  1037  1044  1050
3055
      2014  1023  1031  2038  2045  3051
3056
      2015  2024  1032  2039  2046
3052
      1016  2025  1033  3040  3047
      1017  3026  3034  3041
      3018  3027
      3019

*
RCCG MAP T 7
7 0 0 5 0 0 6 0 0 1
0 0 0 0 0 0 0 0 0
0 0 0 0 0 0 0 0 0
0 0 2 0 0 4 0
0 0 0 0 0 0 0
0 0 0 0 0 0
0 0 3 0 0
0 0 0 0
0 0
0

*
RCCINS.N - 2 -12 238
190 6
190 7

ASSEMBLY
SUR16ORI 1001-099
SUR24ORI 2001-099
SUR36ORI 3001-099
#
DB4C0101 XC DB4C01ST MP- PW 1375.TI 266.506 190.07 190.
TI-STEPR F 4 2. 4 3. 1 20.
#
DB4C0101 XC DB4C0101 MP-
TI-STEPR F 15 20.
#
DB4C01S1 XC DB4C0101 MP- 06 201.07 201.
TI-STEPR F 3 10.
#
DB4C01S2 XC DB4C01S1 MP- 06 250.07 250.
TI-STEPR F 3 10.
#
DB4C01P1 XC DB4C01S2 MP- TI 265.
TI-STEPR F -339.1
#
DB4C01EX X DB4C01P1 MP- PW AC
TI-STEPR 1 60.
#
stop ... Ukončení výpočtu

```

Zadání kazetové mapy, popř. překládkového schématu (zde 60° rotační symetrie v biprovském tvaru)

Mapa rozmístění regulačních kazet a jejich umístění do skupin

Údaje o zasunutých regulačních kazetách + do jaké hloubky jsou zasunuty

Blok přiřazení určitého materiálu k určité skupině kazet (parametry materiálů v knihovně)

Zadání dalších navazujících variant výpočtu a jejich parametrů

Obr. 5.1: Popis vstupních dat programu MOBY-DICK na příkladu první kampaně na čtvrtém bloku EDU

```

MAP OF RELATIVE SPEC. POWER DISTRIBUTION IN CORE DB4C0101/ 1
PROGRAMME : mds562v24 LIBRARY : WD422FE8 WS422FE8
CORE LIFE-TIME = 14.0000 DAYS
CORE IN POWER TRANS. PROCESS - EFFECTIVE TIME = 14.0000 DAYS
CB (G H3B03 / KG) = 5.317 KEFF = 1.000005 TOTAL POWER (MW) = 1375.0

NORMALIZATION TO MEAN VALUE = 1000.00 IN TOTAL VOLUME OF FUEL ASSEMBLIES
REAL MEAN VALUE OF SP.POWER = 84.25 IN TOTAL VOLUME OF FUEL ASSEMBLIES

CORE PRODUCED ENERGY = 462.00 GWH
INTEGRAL POWER DISADV. FACTORS - ASSEMBLY = 1.2968 ( 3009 / - ) ; CHANNEL = 1.6087
VOLUME POWER DISADV. FACTORS - ASSEMBLY = 1.9232 ( 3009 / 18 ) ; CHANNEL = 2.4086
CORE AXIAL POWER DISADV. FACTOR = 1.4912 ( ---- / 19)
CORE AXIAL POWER SHIFT : -0.0984

MAP CONTAINS THE FOLLOWING QUANTITIES :
ASSEMBLY NO.
ORDER ACCORDING TO POWER TOTAL ASS. POWER /0.01MW/
AX.MAXIMUM OF ASS. S.POW MEAN ASSEMBLY SPEC. POWER
AX.MAXIMUM OF CHAN.S.POW MAX. MEAN CHANNEL S.POWER
AX.POSITION OF POW. PEAK HORIZ. POSIT. OF POW.PEAK

AXIAL COORDINATES :
0 0.00 1 5.95 2 11.90 3 17.85 4 23.80 5 29.75 6 35.70 7 41.65 8 47.60 9 53.55
10 59.50 11 65.45 12 71.40 13 77.35 14 83.30 15 89.25 16 95.20 17 101.15 18 107.10 19 113.05
20 119.00 21 124.95 22 130.90 23 136.85 24 142.80 25 148.75 26 154.70 27 160.65 28 166.60 29 172.55
30 178.50 31 184.45 32 190.40 33 196.35 34 202.30 35 208.25 36 214.20 37 220.15 38 226.10 39 232.05
40 238.00 41 243.95 42 249.90

R\ C- 1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12

# # # # # # # # # # # # # # # #
# 2001 # # 2011 # # 2021 # # 2030 # # 2038 # # 2046 #
# 29 392# # 4 482# # 9 479# # 21 442# # 22 433# # 44 362#
1# 1799 995 # # # 1838 1224 # # # 1805 1217 # # # 1683 1121 # # # 1615 1098 # # # 1334 919 # # # #
#2052 1133# 1002 #2112 1416# 1012 #2097 1411# 1022 #1955 1300# 1031 #1858 1260# 2039 #1660 1139# 3047 #
# 19 160# 32 382# 19 91# 28 398# 19 79# 34 378# 19 79# 46 357# 19 10# 26 418# 18 79# 55 285#
2 # # # # 1486 970 # # # # 1504 1010 # # # # 1430 960 # # # # 1346 907 # # # # 1549 1060 # # # # 1045 724 #
#1597 1044# 2003 #1618 1083# 2013 #1546 1038# 1023 #1463 979# 1032 #1825 1245# 3040 #1615 1115#
# 19 154# 2 485# 19 10# 8 480# 19 10# 39 367# 19 154# 48 355# 19 154# 24 420# 18 79#
3 # # # # 1841 1231 # # # # 1810 1217 # # # # 1396 932 # # # # 1331 901 # # # # 1547 1065 # # # #
#2069 1390# 2004 #2055 1383# 2014 #1524 1017# 2024 #1444 972# 1033 #2103 1442# 3041 #
# 19 91# 3 483# 19 79# 11 466# 19 79# 18 445# 19 79# 50 333# 18 79# 59 239#
4 # # # # 1841 1225 # # # # 1774 1182 # # # # 1692 1130 # # # # 1254 844 # # # # 878 608 #
# 1020 #2069 1374# 1005 #2053 1362# 2015 #1933 1287# 2025 #1425 954# 3034 #1404 968#
# 27 398# 19 79# 30 389# 19 154# 13 452# 19 154# 20 442# 19 79# 37 375# 18 79#
5 # 1504 1010 # # # # 1479 988 # # # # 1752 1147 # # # # 1666 1122 # # # # 1384 951 # # # #
#1618 1083# 2028 #1576 1051# 1006 #1985 1298# 1016 #1963 1309# 3026 #1984 1357#
# 19 79# 7 480# 19 91# 35 375# 19 154# 41 366# 18 154# 6 482# 18 79#
6 # # # # 1810 1217 # # # # 1457 952 # # # # 1420 930 # # # # 1797 1223 # # # #
#2055 1383# 2035 #1573 1039# 2007 #1529 1004# 1017 #2323 1569# 3027 #
# 19 10# 10 466# 19 10# 31 386# 18 160# 43 362# 18 79# 52 323#
7 # # # # 1774 1182 # # # # 1765 980 # # # # 1374 919 # # # # 1196 820 #
# 1029 #2053 1362# 2042 #1986 1101# 2008 #1527 1007# 3018 #1766 1205#
# 33 378# 19 16# 12 452# 19 10# 14 451# 18 79# 16 449# 18 79#
8 # 1430 960 # # # # 1752 1147 # # # # 1742 1145 # # # # 1676 1140 # # # #
#1546 1038# 1036 #1985 1298# 1048 #2001 1316# 3009 #2224 1502# 3019 #
# 19 79# 38 367# 19 16# 40 366# 18 154# 1 511# 18 79# 57 252#
9 # # # # 1396 932 # # # # 1420 930 # # # # 1923 1297 # # # # 933 639 #
#1524 1017# 2043 #1529 1004# 1053 #2409 1609# 2010 #1519 1037#
# 19 10# 17 445# 18 91# 42 362# 18 79# 53 303# 18 79#
0 # # # # 1692 1130 # # # # 1374 919 # # # # 1142 769 # # # #
# 1037 #1933 1287# 2049 #1527 1007# 3057 #1498 1004#
# 45 357# 19 16# 19 442# 18 10# 15 449# 18 10#
1 # 1346 907 # # # # 1666 1122 # # # # 1677 1140 # # # #
#1463 979# 1044 #1963 1309# 3054 #2224 1502# 3059 #
# 19 16# 47 355# 18 16# 5 482# 18 10# 56 252#
2 # # # # 1331 901 # # # # 1797 1223 # # # # 933 639 #
#1444 972# 1050 #2323 1569# 3058 #1519 1037#
# 19 10# 49 333# 18 10# 51 323# 18 10#
3 # # # # 1254 845 # # # # 1196 820 # # # #
# 2045 #1425 954# 3055 #1766 1205#
# 25 418# 19 10# 36 375# 18 10#
4 # 1549 1060 # # # # 1385 951 # # # #
#1825 1245# 3051 #1984 1357#
# 19 16# 23 420# 18 10#
5 # # # # 1547 1065 # # # #
#2103 1442# 3056 #
# 18 10# 58 239#
6 # # # # 878 608 #
# 3052 #1404 968#
# 54 285# 18 10#
7 # 1045 724 # # # #
#1615 1115#
# 18 10#
# # # #

```

Obr. 5.2: Příklad části výstupního souboru ABF.M.f4c01 (tedy první kampaň čtvrtého bloku)

5.5 Popis výstupních souborů

Výstupních souborů je hned několik. Kromě souboru pro archiv a kopie vstupních dat vznikají soubory `***.M.inpuf` a `***.T.inpuf`, kde `***` je písemné označení, přidělené souboru podle abecedy, a `inpuf` je název vstupních dat (tedy počítané kampaně). Soubor `***.T.inpuf` obsahuje přehledové tabulky pro každý počítaný časový interfal se souhrnnými hodnotami jako hloubky zasunutí jednotlivých skupin regulačních kazet, nejzatíženější kazeta, nejzatíženější axiální vrstva, apod. Hlavní výsledkový soubor je `***.M.inpuf`. Ten v základu obsahuje kazetové rozložení výkonu včetně průměrných a maximálních hodnot kazetových výkonů a axiální polohy maxima, kazetové rozložení vyhoření, dále pak seřazení kazet podle kazetového a poproutkového činitele nevyrovnání výkonu a podle vyhoření. Příklad takového souboru je na Obr. 5.2. Kromě těchto základních hodnot může tento výsledkový soubor obsahovat celou řadu dalších informací, které závisejí na zadaných klíčových slovech za heslem `RESULTS` ve vstupních datech (jak bylo zmíněno v předchozí kapitole o vstupních datech. Může jít např. o 2D či 3D poproutkové rozložení výkonu nebo vyhoření, mapa kazetových výstupních teplot a kanálových ohřevů, zasunutí regulačních kazet, apod.

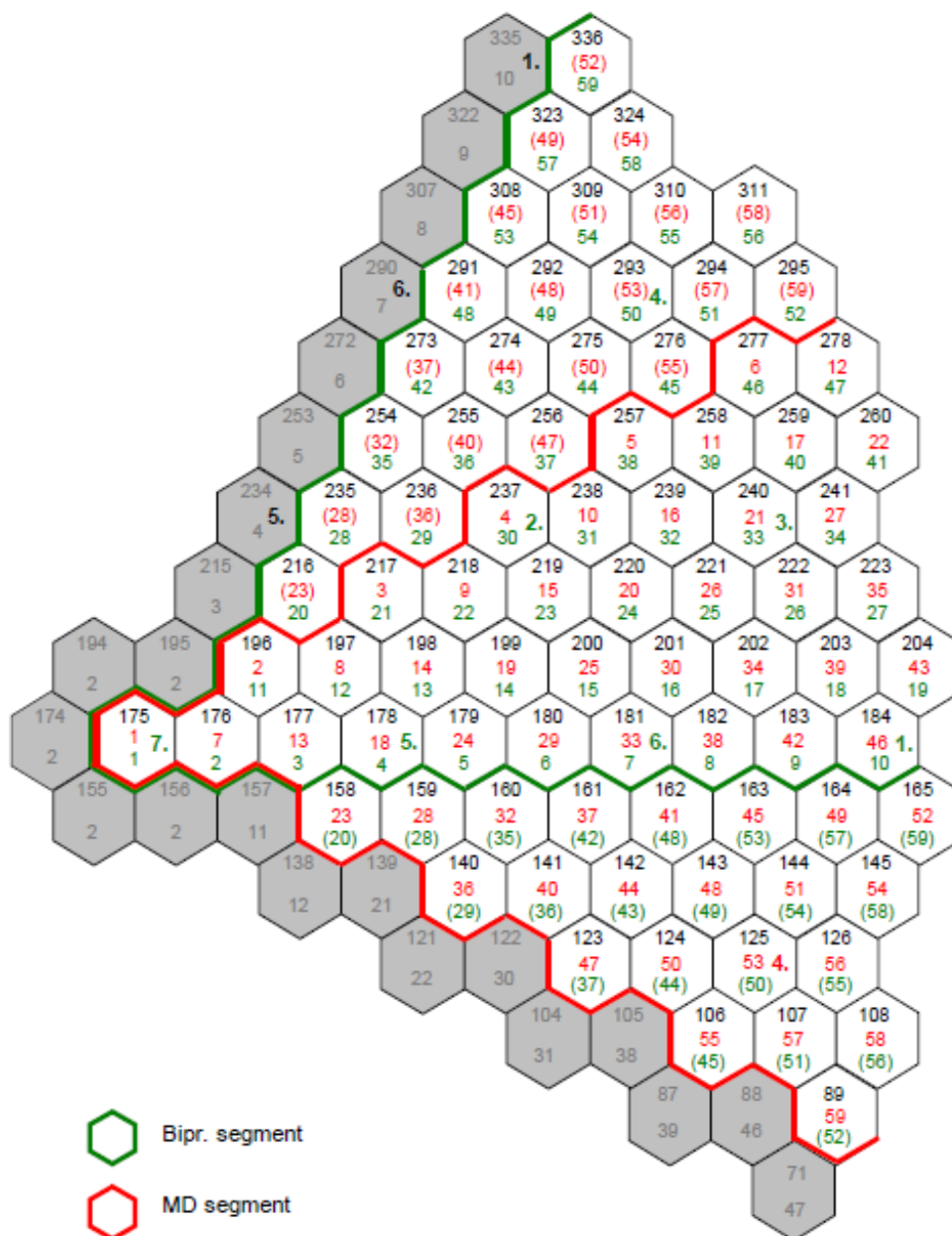
Kromě těchto výstupních souborů, které jsou předem nastavené, aby se vytvářely při každém výpočtu, existuje ještě celá řada dalších výstupních souborů, jejichž vytváření je volitelné. Tyto soubory se volají změnou výchozích hodnot v konfiguračním souboru `FILESMD.CONF`, který se načítá spolu se vstupními daty. Vesměs jde o soubory s rozšiřujícími informacemi o určité oblasti výpočtu – např. soubory `KNOFBU` a `KNOFPW` obsahují podrobné axiální rozložení výkonu a vyhoření, soubor `LINPW` obsahuje hodnoty lineárního výkonu, atd.

Jak je vidět na příkladu Obr. 5.2, všechny výstupní soubory (a samozřejmě i vstupní) jsou ve formátu prostého textu. Dat je v těchto souborech opravdu hodně – zvláště při 3D poproutkových výpočtech (59 kazet v šestině AZ, 126 proutků na kazetu, 42 vrstev dělení po výšce, to vše pro cca 320 dní dlouhou kampaň) vznikají při výpočtu obrovské, jednotky až desítky MB velké textové soubory. Lze si představit, že orientace v těchto souborech, popř. zpracování z nich získaných dat je velice obtížné. MOBY-DICK sám o sobě žádné interaktivní ani grafické rozhraní nemá, vše probíhá formou vkládání vstupních souborů v příkazovém řádku a následného prohlížení výstupů v nějakém textovém editoru. Ač se to z pohledu dnešní doby zdá trochu neobvyklé a nepraktické, v 80. letech, kdy program vznikal, to byl při dostupné výpočetní technice nejschůdnější formát.

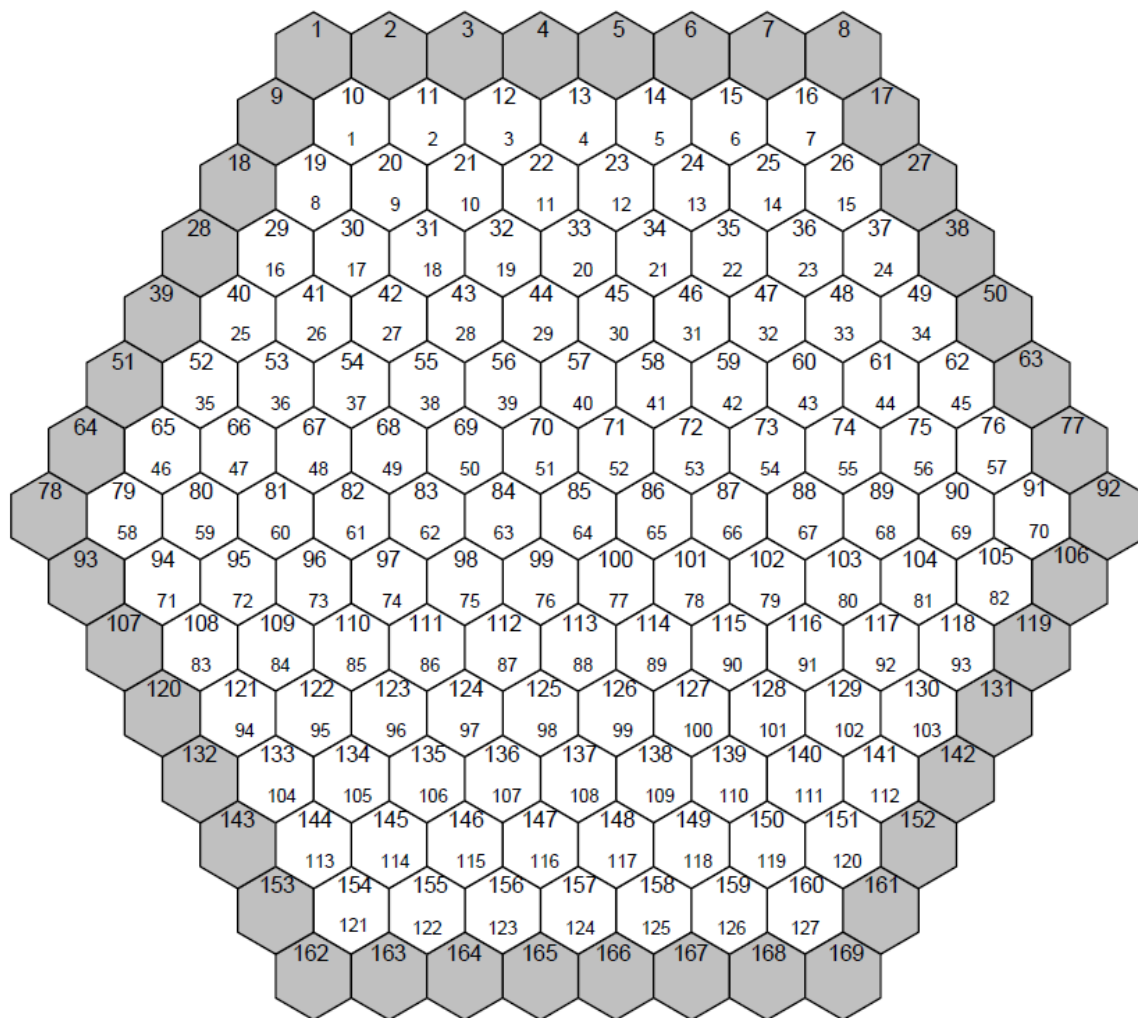
Samozřejmě od dob svého vzniku prošel MOBY-DICK mnohými modernizacemi a vznikly také aplikace pro zpracování a vizualizaci jeho výstupních souborů. V rámci této práce bylo pro zpracování výstupů použito grafického rozhraní Mapview ([22]), aktuální verze v6r2. Jde o aplet naprogramovaný v jazyku Java (kvůli nezávislosti na platformě), který je schopný graficky zobrazovat celou řadu výstupů z MOBY-DICKu a výrazně tak usnadňuje orientaci v nich stejně jako jejich analýzu. O tom se lze přesvědčit na Obr. 5.5 a Obr. 5.6, které zobrazují pokazetové a poproutkové rozložení výkonu v jedné šestině AZ pro první kampaň čtvrtého bloku na EDU po 160 dnech provozu. Formát pro zobrazování šestiny AZ bude v této práci použit biprovský (podle ruského programu BIPR), tak jak je vidět na obou obrázcích, neboť číslování podle MOBY-DICKovského formátu se jeví jako méně přehledné. Zde jde pouze o formální zobrazení výsledků, bez jakéhokoli vlivu na výstupní hodnoty. Mapview umožňuje mezi těmito dvěma formáty jednoduše přepínat.

V rámci analýzy, která bude následovat v další kapitole, je zde třeba uvést způsob číslování jednotlivých kazet, a proutků v rámci kazet, aby se na ně v textu dalo jednoduše odkazovat. Číslování kazet v jedné šestině AZ je zobrazeno na Obr. 5.3 pro biprovský i moby-dickovský

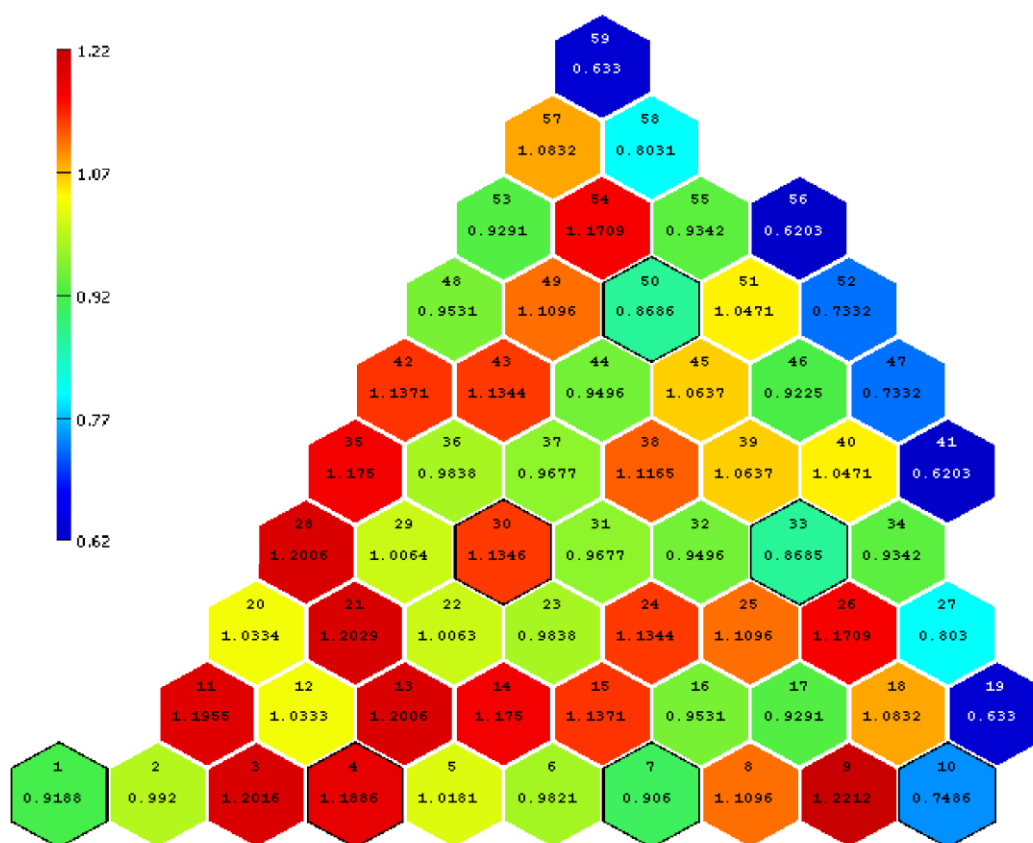
způsob číslování (v této práci se používá biprovský), číslování proutků uvnitř kazety je na Obr. 5.4 (důležitá jsou zde ta menší dolní čísla 1 – 127).



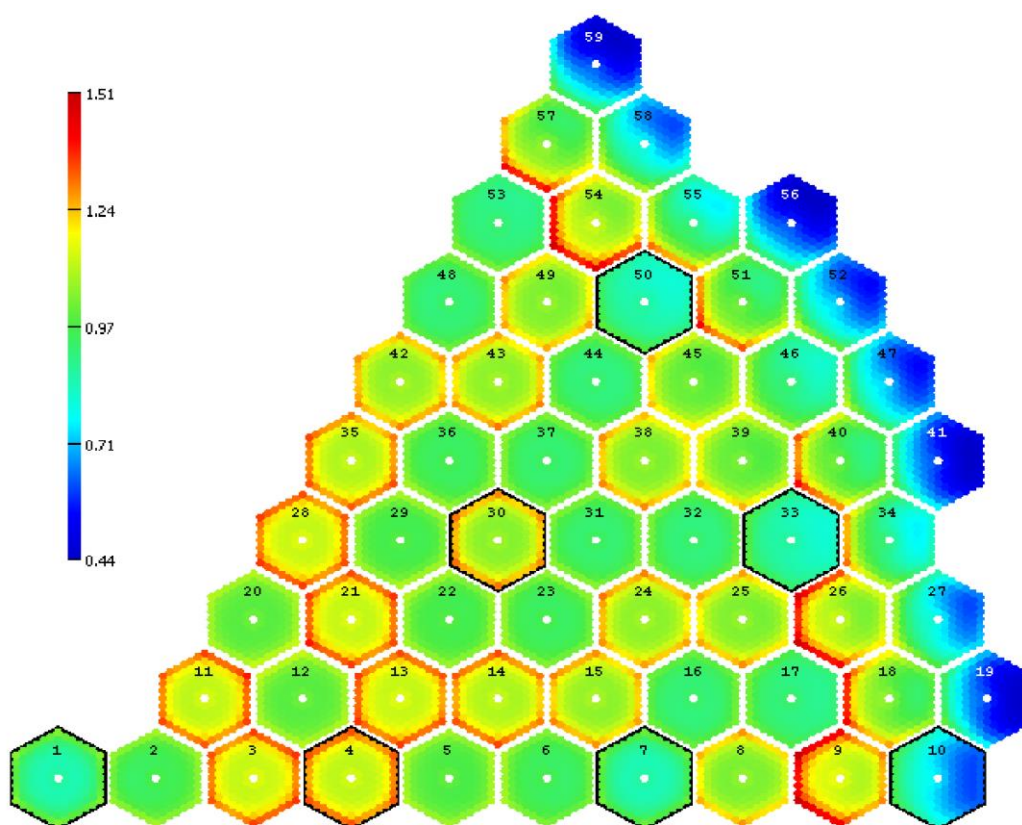
Obr. 5.3: Číslování kazet v jedné šestině AZ způsobem BIPR a způsobem MOBY-DICK [20]



Obr. 5.4: Číslování proutků v kazetě [20]



Obr. 5.5: Pokazetové rozložení relativních výkonů v jedné šestině AZ (první kampaň na čtvrtém bloku EDU, den 160)



Obr. 5.6: Poproutkové rozložení relativních výkonů v jedné šestině AZ (první kampaň na čtvrtém bloku EDU, den 160)

6 ANALÝZA VLIVU NESYMETRICKÉHO VÝVINU TEPLA NA MĚŘENÍ VÝSTUPNÍ TEPLoty Z KAZETY

Stěžejní část této práce se zabývá rozložením výkonu v AZ a uvnitř palivových souborů (poproutkově), jeho nesymetrií a případným vlivem na měření teplot chladiva na výstupu z kazety.

Analýza probíhá následujícím způsobem. Nejdříve je podrobně probrána problematika rozložení výkonu v rámci palivových kazet, různé způsoby jejího popisu a vizualizace, používané v praxi. Na základě těchto poznatků jsou vybrány reprezentativní kazety s různými výkonovými charakteristikami z konkrétní kampaně na čtvrtém bloku EDU. Pro tyto kazety se následně spočítají výstupní teploty chladiva pomocí TH-bloku programu MOBY-DICK a srovnají se se skutečně změřenými teplotami, které se získají z archivu monitorovacího systému SCORPIO (používaný na EDU). Z tohoto srovnání se pak vyvodí závěr, zda má rozložení výkonu vliv na měření teplot na výstupu z kazet, popř. jaký vliv.

Faktické informace, použité v této kapitole, vycházejí z interních dokumentů a provozních předpisů ČEZ a ve velké míře také z ústních konzultací s Oddělením projektování a bezpečnostního hodnocení vsázek EDU, tedy [23], [7] a [24]. Stejně oddělení také poskytlo hodnoty a další podklady použité pro výpočty.

6.1 Rozložení výkonu a teplot v aktivní zóně – limity a podmínky

Když je řeč o rozložení výkonu v AZ a o jeho nerovnoměrnostech, je určité na místě zmínit, proč se vlastně rozložení výkonu v AZ sleduje. Hlavní bezpečnostní funkce sledování rozložení výkonu v AZ je udržení přijatelného stupně celistvosti pokrytí paliva. Tato funkce je plněna, pokud je rozložení výkonu v AZ takové, že je schopno:

- Zabránit překročení projektových limitů palivových proutků za normálního a abnormálního provozu.
- Zajistit udržení výkonových distribucí v rozsahu předpokládaném bezpečnostními analýzami (s důrazem na události ztráty chladiva a vystřelení regulační kazety).
- Zabránit s dostatečnou rezervou varu chladiva v objemu nejzatíženější palivové kazety za normálního provozu.
- Zabránit dosažení krizových podmínek přestupu tepla za normálního a abnormálního provozu.
- Zabránit dosažení teploty tavení paliva za normálního a abnormálního provozu.

Limitní provozní podmínky v provozních předpisech pro čtvrtý blok EDU jsou v oblasti rozložení výkonu v AZ následující:

- 1) Radiální koeficient nerovnoměrnosti vývinu energie v palivových proutcích K_r musí při provozu při výkonu $P \geq 35\% P_{dov}$ splňovat podmínku:

$$a) \quad K_r \leq 1,68 \cdot \frac{P_{dov}}{P} \text{ pro kazety Gd-2M+ a kazety HRK typu Gd-2M+}$$

$$b) \quad K_r \leq 1,61 \cdot \frac{P_{dov}}{P} \text{ pro kazety Gd-2, Gd-2M a kazety HRK typu Gd-2, Gd-2+}$$

i zdokonalené kazety HRK bez vyhořívajících absorbátorů (s delším sloupcem paliva v proutcích)

c) $K_r \leq 1,55 \cdot \frac{P_{dov}}{P}$ pro kazety Gd-1 a kazety HRK staršího typu (s kratším sloupcem paliva)

d) Při výkonu $P < 35\% P_{dov}$ je ve výše uvedených nerovnostech v závorce podíl $\frac{1}{0,35}$

2) Lineární výkon palivových proutků (výkon na jednotku délky proutku) a jeho lokální nárůst při přechodných procesech musí být v mezích křivek v diagramu závislosti lineárního výkonu na vyhoření, platných pro příslušný typ paliva (diagram zde nezobrazen)

Dovolený výkon P_{dov} v těchto předpisech představuje nominální výkon reaktoru pouze v případě, že jsou v provozu hlavní cirkulační čerpadla na všech šesti chladicích smyčkách. Pokud např. jedno čerpadlo vypadne, pak $P_{dov} = 79\% P_{nom}$, atd.

Limity pro teploty chladiva mají stejnou bezpečnostní funkci jako limity pro rozložení výkonu – udržení přijatelného stupně celistvosti pokrytí paliva (neboli zabránění jeho tavení). Tato funkce je plněna, pokud teplota chladiva reaktoru umožňuje:

- Zajistit dodržení maximálních výstupních teplot chladiva z palivových kazet, předepsaných dodavatelem paliva pro normální provoz.
- Zajistit dodržení středních projektových teplot chladiva na vstupu i na výstupu z reaktoru předepsaných dodavatelem paliva pro normální provoz.
- Zajistit dodržení limitů kazetových ohřevů stanovených pro danou palivovou vsázku.

Limitní provozní podmínky v provozních předpisech pro čtvrtý blok EDU jsou v oblasti teploty chladiva reaktoru následující:

- 1) Teplota chladiva na výstupu z kazet musí být:
 - a) $\leq 321\text{ }^{\circ}\text{C}$ pro pracovní a HRK kazety Gd-2M+
 - b) $\leq 318\text{ }^{\circ}\text{C}$ pro pracovní a HRK kazety Gd-2M, Gd-2, Gd-2+
 - c) $\leq 317\text{ }^{\circ}\text{C}$ pro pracovní kazety Gd-1
 - d) $\leq 315\text{ }^{\circ}\text{C}$ pro kazety HRK 1. generace (s kratším sloupcem paliva v proutcích)
- 2) Vstupní teplota chladiva do reaktoru musí být $\leq 270\text{ }^{\circ}\text{C}$
- 3) Výstupní teplota chladiva z reaktoru musí být $\leq 302\text{ }^{\circ}\text{C}$
- 4) Ohřevy na kazetách musí splňovat předepsané limity uvedené v neutronově – fyzikálních charakteristikách v provozní dokumentaci (zde nezobrazeny)

Všechny zmíněné provozní limity se na EDU v reálném čase automaticky sledují monitorovacím systémem SCORPIO. Co se týče limitů v oblasti rozložení výkonu pro koeficient nerovnoměrnosti K_r , kromě provozních existují i návrhové. Jde o jedno z mnoha kritérií, která vstupují do procesu návrhu a optimalizace palivové vsázky. Je třeba vybrat takovou variantu uspořádání AZ, která bude po celou dobu provozu reaktoru s dostatečnou rezervou splňovat zmíněné limity pro K_r (podle předběžného výpočtu).

Z hlediska zajištění bezpečnosti je dobré nastavit přísné limity pro provoz i návrh. Může se ale stát, že jsou tyto limity příliš konzervativní, např. z důvodu teoretických mezer v dotyčné problematice či nejistot v průběhu některých dějů. Pak může nastat situace, kdy se v souladu s těmito limity zamítnou jinak slibné varianty vsázek, i ty ekonomicky velice výhodné. Pro příklad: určitá konkrétní varianta vsázky s dobrou neutronovou bilancí a s vysokým využitím paliva, popř. s jinými výhodnými provozními vlastnostmi, by neprošla některými návrhovými limity a by byla tudíž zavrhnuta, i když by se ve skutečnosti těmito limitům nepřiblížila – výpočetní software by ale

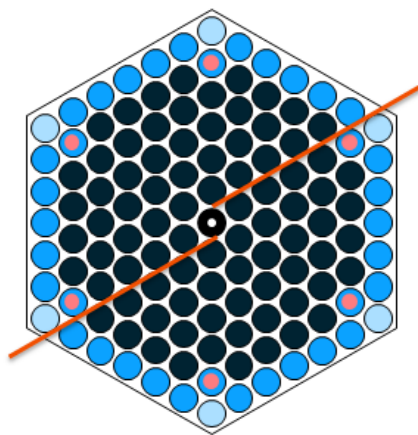
dle svého výpočetního algoritmu určil, že ano. Tato varianta by se pak musela nahradit jinou, pravděpodobně s ne tak výhodnými vlastnostmi, která by ale výpočetní limity splnila. Toto je jen jeden z mnoha důvodů, proč je problematika optimalizace palivových vsázek pro provozovatele jaderné elektrárny lukrativní. Dalším výzkumem se přichází na nové okolnosti v problematice vývinu tepla v AZ, nové korelace mezi probíhajícími ději, a všechny tyto nové poznatky mohou vyústit v upravení příliš konzervativních limitů, které byly zvoleny z důvodu neznalosti těchto spojitostí, popř. ke zpřesňování způsobu výpočtu v rámci návrhu. Smysl této práce je v souladu s těmito požadavky.

6.2 Popis a vizualizace poproutkového rozložení výkonu

Veličiny pro popis rozložení výkonu v AZ byly popsány v kapitole 3.3. V praxi se z těchto veličin používá především radiální koeficient nerovnoměrnosti vývinu tepla, a to v kazetě a v proutku. Vizualizace rozložení těchto dvou veličin v AZ byla zmíněna už v kapitole 5.5 na obrázcích Obr. 5.5 a Obr. 5.6. Co se týče kazetového koeficientu nerovnoměrnosti, ten udává, zda má dotyčná kazeta velký či malý výkon relativně k ostatním kazetám v AZ. Nelze podle něj ale usuzovat, jaké je rozložení výkonu uvnitř kazety – jak lze ostatně vidět na Obr. 5.5. Vzhledem k tomu, že termočlánky pro měření teploty se nachází na výstupu z kazety, bude pro analýzu vlivu rozložení výkonu na měření teploty směřodatný poproutkový koeficient nerovnoměrnosti, značený ve většině dokumentů na EDU jako K_r .

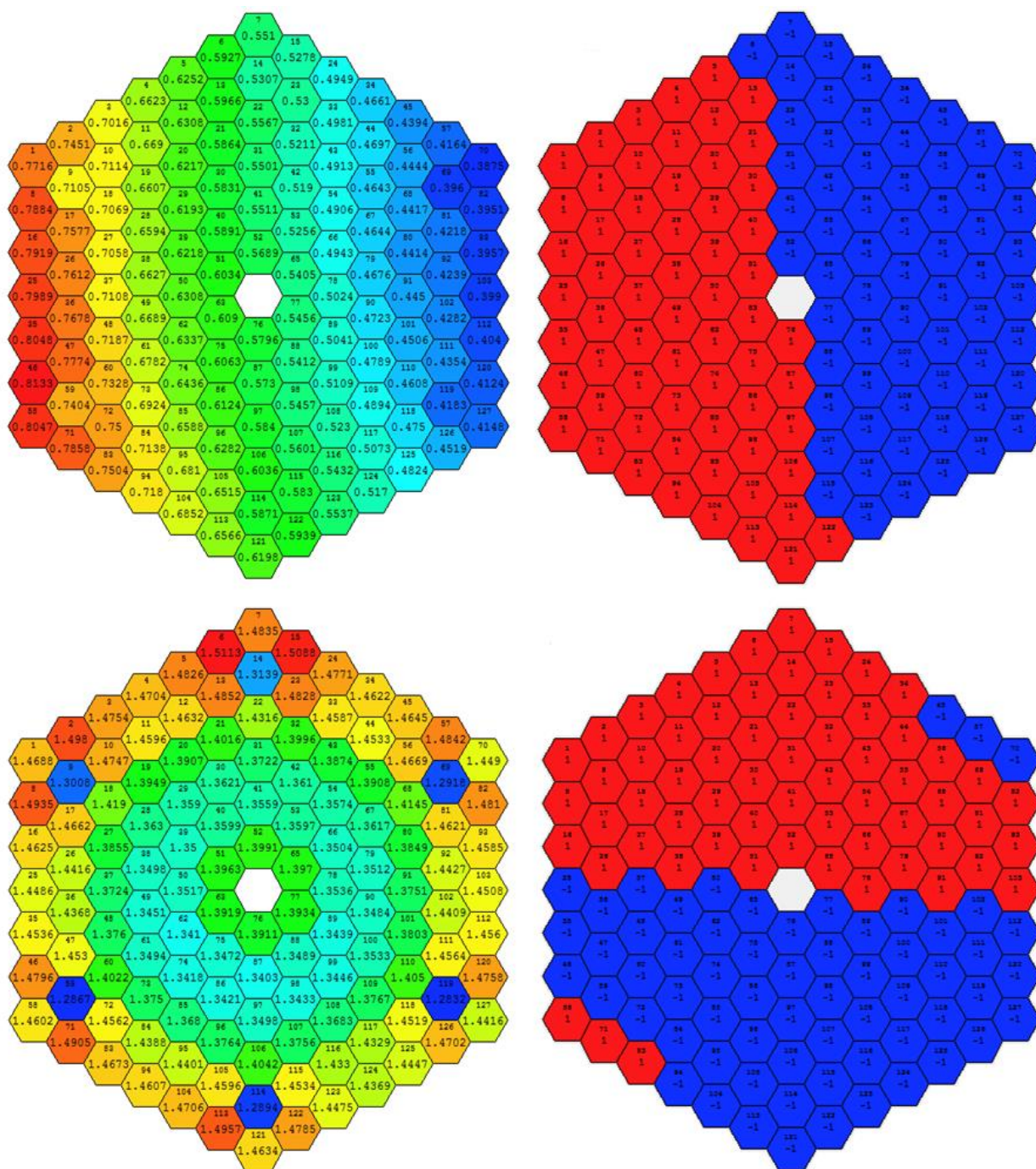
6.2.1 Náklon výkonu

V rámci jednotlivých kazet se dá nerovnoměrnost rozložení výkonu popsat i názorněji, než pouhým výčtem K_r . K tomu slouží veličina zvaná náklon. Náklon je definovaný takto: kazeta se pomyslně rozdělí na dvě poloviny (jak je ilustrováno na Obr. 6.1) a spárují se středově souměrné palivové proutky – 126 proutků \Rightarrow 63 dvojic (gradientů).



Obr. 6.1: Odvození náklonu výkonu [7]

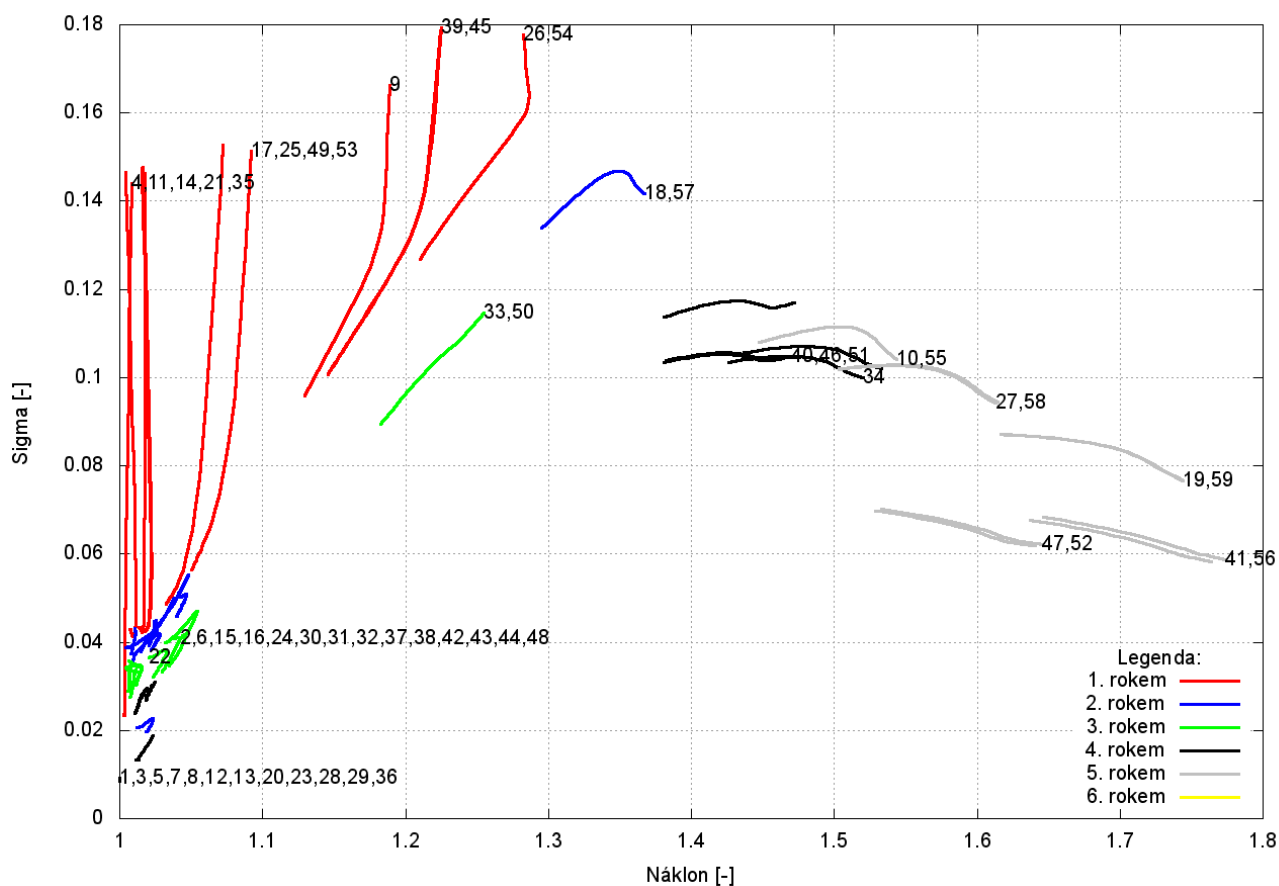
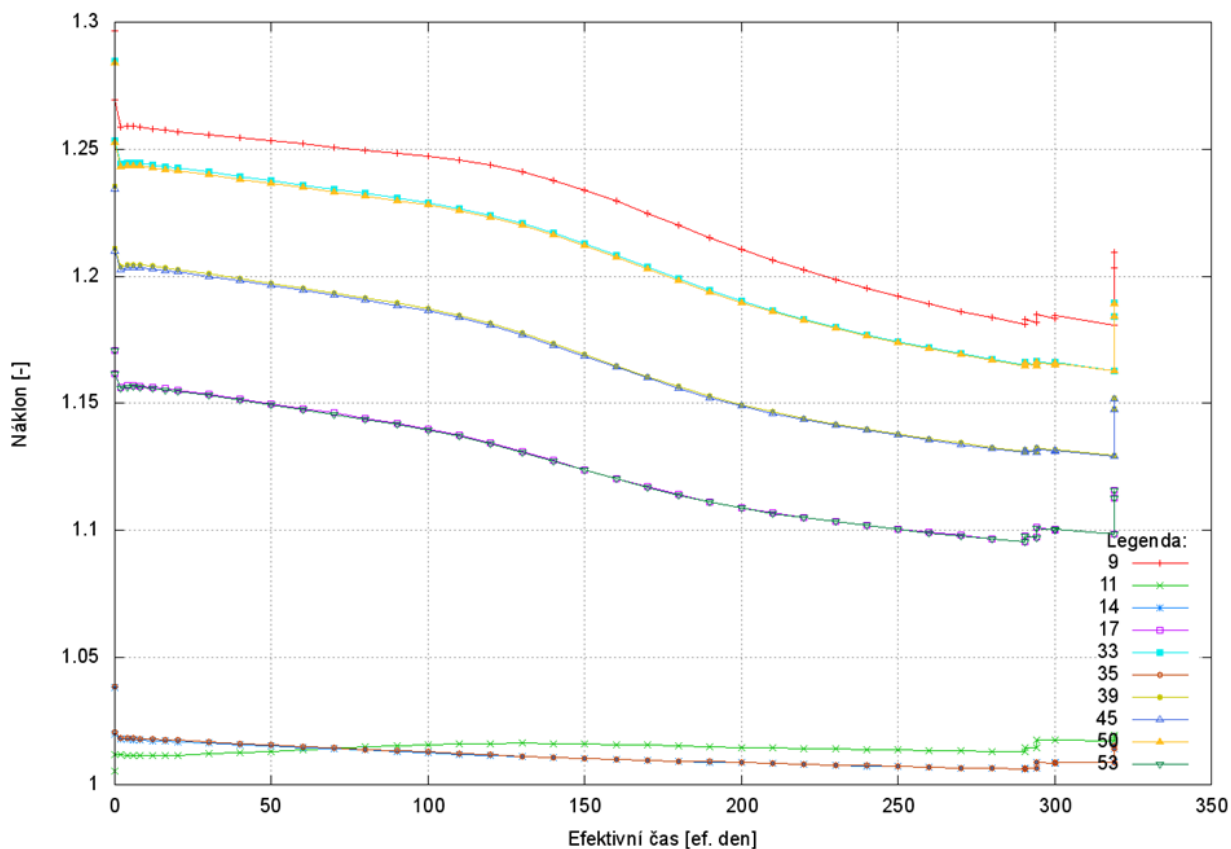
Pro tyto dvojice se vypočítají poměry relativních výkonů (K_r) – tento poměr bude vždy z pohledu jednoho proutku větší než jedna a z pohledu toho druhého (s menším výkonem) menší než jedna. Na obrázku Obr. 6.2 jsou tyto poměry zobrazeny graficky pro dvě kazety s různým vnitřním rozložením výkonu – na levé straně obrázku je rozložení výkonu podle K_r a na pravé straně jsou barevně rozlišeny dvojice středově souměrných proutků (proutek s menším výkonem je modrý, proutek s větším výkonem červený). Tímto způsobem se dá názorně graficky ukázat, jaký směr má gradient výkonu uvnitř kazety. K samotné hodnotě náklonu ale ještě pár kroků chybí.



Obr. 6.2: Grafické zobrazení gradientu výkonu v kazetě [7]

V rámci kazety tedy existuje 63 poměrů výkonů středově souměrných proutků. Vezmou se pouze hodnoty větší než jedna (vždy aby byl proutek s větším výkonem z dvojice v čitateli) a zprůměrují se pro celou kazetu (sečtou a vydělí 63). Výsledek pak bude střední náklon dané kazety. Středově dokonale souměrná kazeta bude mít náklon 1, jakékoli nerovnoměrnosti (jako např. větší výkon v jedné polovině kazety) pak bude mít za následek číslo větší než 1.

Hodnota náklonu sama o sobě přílišnou vypovídající hodnotu nemá, ale při srovnání více kazet mezi sebou pomáhá vytvořit informaci o nerovnoměrnostech rozložení výkonu. Náklon se dá též zobrazit v grafech v závislosti na různých veličinách.

Obr. 6.3: Závislost rozptylu K_r na náklonu pro 28. kampaň 4. bloku EDU [23]

Obr. 6.4: Závislost náklonu na efektivním čase pro čerstvé kazety 31. kampaně 1. bloku EDU [23]

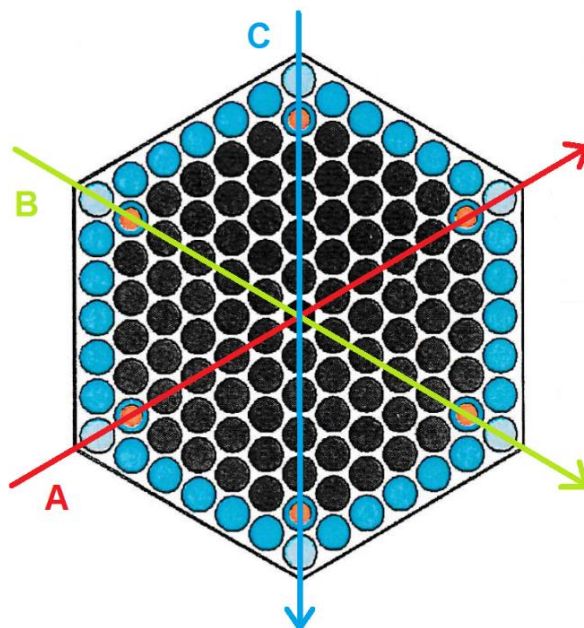
První graf na Obr. 6.3 zobrazuje závislost rozptylu hodnot K_r na náklonu pro všechny kazety v šestině AZ, rozdělené podle svého stáří (1 až 5 let). Je vidět, že čerstvé kazety (v AZ prvním rokem) mají malý a téměř konstantní náklon, ale vysoký rozptyl, kazety druhým a třetím rokem v AZ mají vesměs velice malý a téměř konstantní náklon i rozptyl, kdežto nejstarší čtyřleté a pětileté kazety mají vysoké a v rámci kampaně proměnné náklony za téměř konstantního rozptylu. Tato zjištění korespondují s parametry kazet a překládkovým schématem – čerstvé kazety mají nejvyšší výkon a jsou symetrické díky malému vyhoření (odtud malý náklon), ale kvůli vyhořívajícím absorbátorům se u nich hodnoty K_r během kampaně výrazně mění (odtud vysoký a proměnný rozptyl). Dvouleté a tříleté kazety mají už menší výkon, ale velice vyrovnaný a symetrický, protože jsou stále umístěny kolem středu AZ (kromě kazet 18, 57, 33 a 50) a vyhořívající absorbátory už jsou z drtivé většiny vypotřebovány (odtud malý náklon i rozptyl). Nejstarší kazety už mají malý relativní výkon díky vysokému vyhoření, který je ale stabilní (odtud téměř konstantní rozptyl), kvůli svému umístění na okrajích AZ mají naopak velké nesymetrie v rozložení výkonu uvnitř kazety (tudíž vysoký náklon).

Na druhém grafu na Obr. 6.4 je zobrazena závislost náklonu na efektivním čase (době strávené v reaktoru za provozu) pro čerstvé kazety – prvním rokem v AZ. Náklon s časem během kampaně vždy klesá, ať už jde o první rok v AZ, nebo pátý, jak se nesymetrie rozložení výkonu vyhoříváním vyrovnává. Jak moc klesá, záleží na stáří a poloze kazety v AZ – nejvíce u starších kazet na okrajích AZ, čtyřletých a pětiletých.

Náklon a na něm založené grafy dávají již dostatečně podrobnou představu o rozložení výkonu v rámci kazety, je ale značně obtížné se v nich orientovat a nejsou příliš názorné - zvláště pro někoho, kdo není příliš obeznámen s touto problematikou. Existuje ještě názornější způsob, jak charakterizovat kazety podle rozložení výkonu.

6.2.2 Zobrazení rozložení výkonu uvnitř kazet pomocí os

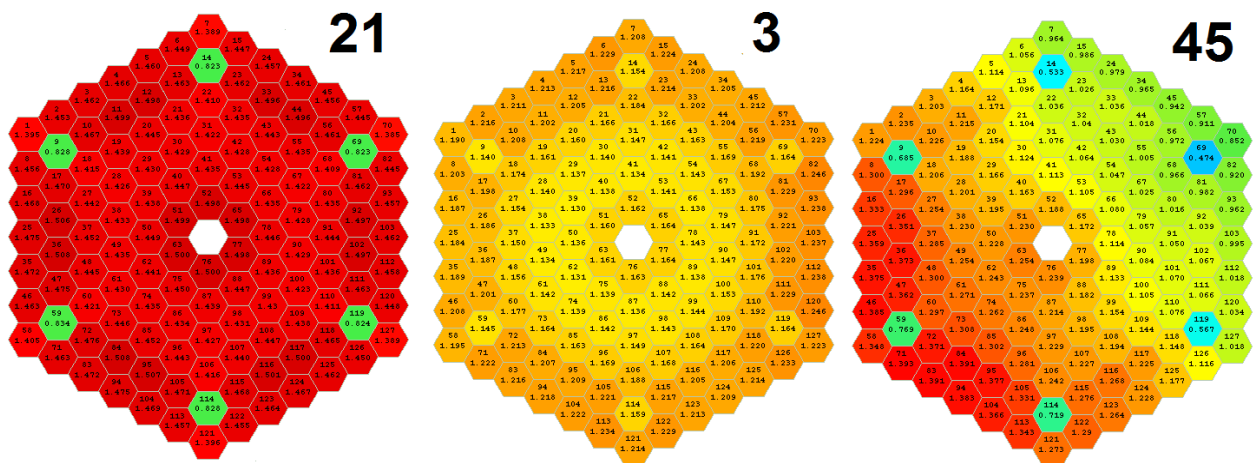
Nejnázornější způsob, jak zobrazit rozložení výkonu uvnitř kazety, je provést řez touto kazetou ve třech osách, protínajících kazetu ve vrcholech šestiúhelníku – tak, jak je zobrazeno na Obr. 6.5.



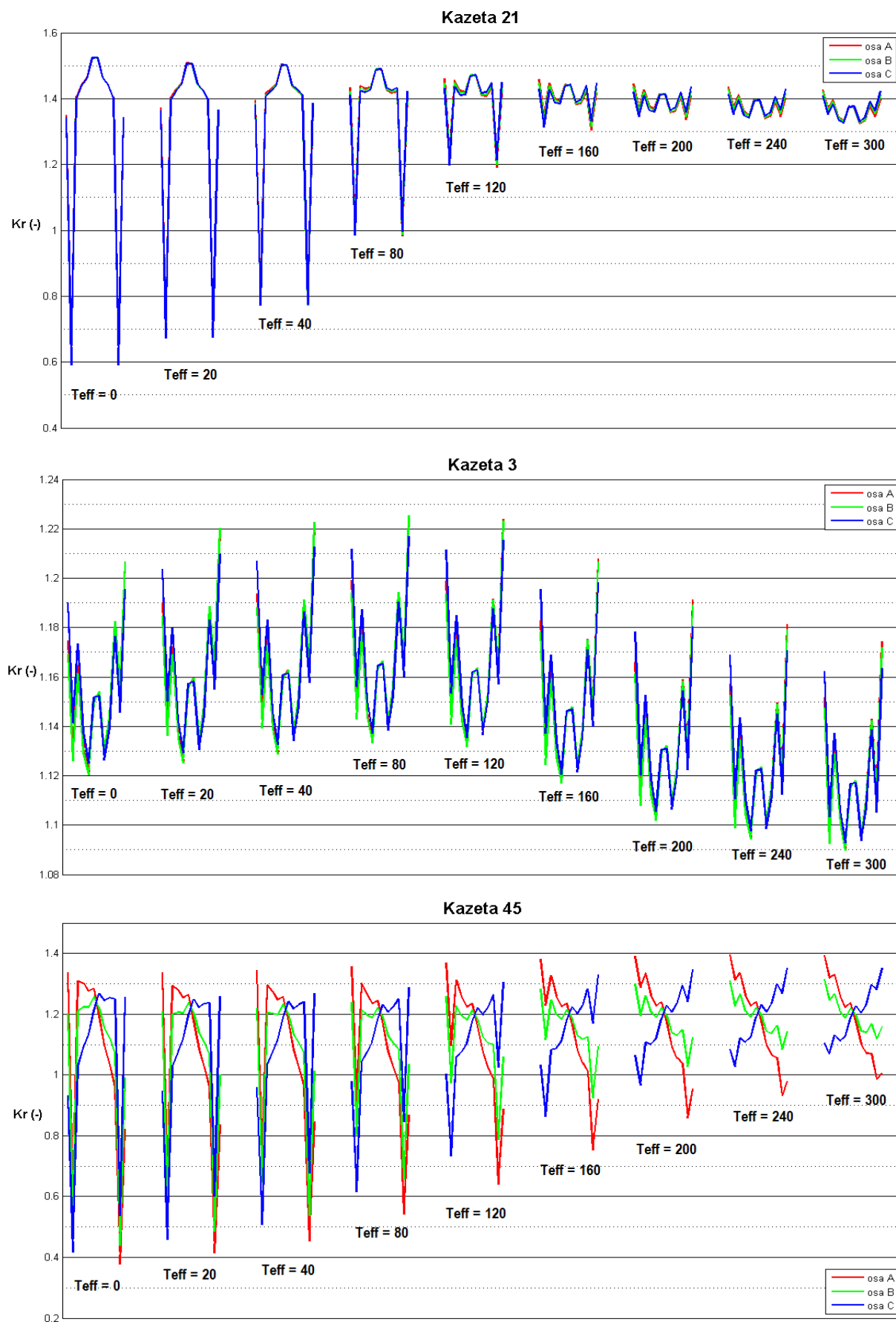
Obr. 6.5: Řez kazetou třemi osami A, B, C v naznačených směrech

Relativní výkony proutků ve všech těchto osách, jdoucí po sobě v naznačených směrech, se pak společně vynesou do grafu v závislosti na efektivním čase – jak je vidět na Obr. 6.7. Hlavní účel tohoto zobrazení je takový, že kazety s ideálně symetricky rozloženým výkonem budou mít průběh K_r jednak stranově souměrný, ale také stejný ve všech třech osách. Jakákoli nesymetrie uvnitř kazety se projeví nakloněním celého průběhu v kazetě na jednu stranu a vzájemnou odlišností průběhů v osách A, B a C. Kazeta 21 na prvním grafu Obr. 6.7 má obě strany (pokud je diagram rozdělen ve středu) symetrické a také má shodné průběhy K_r ve všech třech osách – lze tudíž usuzovat na velmi rovnoměrné a symetrické rozložení výkonu. Stejně je na tom kazeta 3 ve druhém grafu Obr. 6.7, jsou zde vidět pouze drobné odlišnosti. Naopak u kazety 45 na třetím diagramu Obr. 6.7 jsou značné rozdíly mezi průběhy v jednotlivých osách – tato kazeta bude mít silně nerovnoměrné rozložení výkonu, nakloněné na jednu stranu. Všechny tyto poznatky si lze ověřit srovnáním dotýčných kazet s jejich grafickým zobrazením rozložení K_r v Mapview, které je na Obr. 6.6. Kazety 21 a 45 jsou čerstvé, kazeta 3 je v AZ třetím rokem.

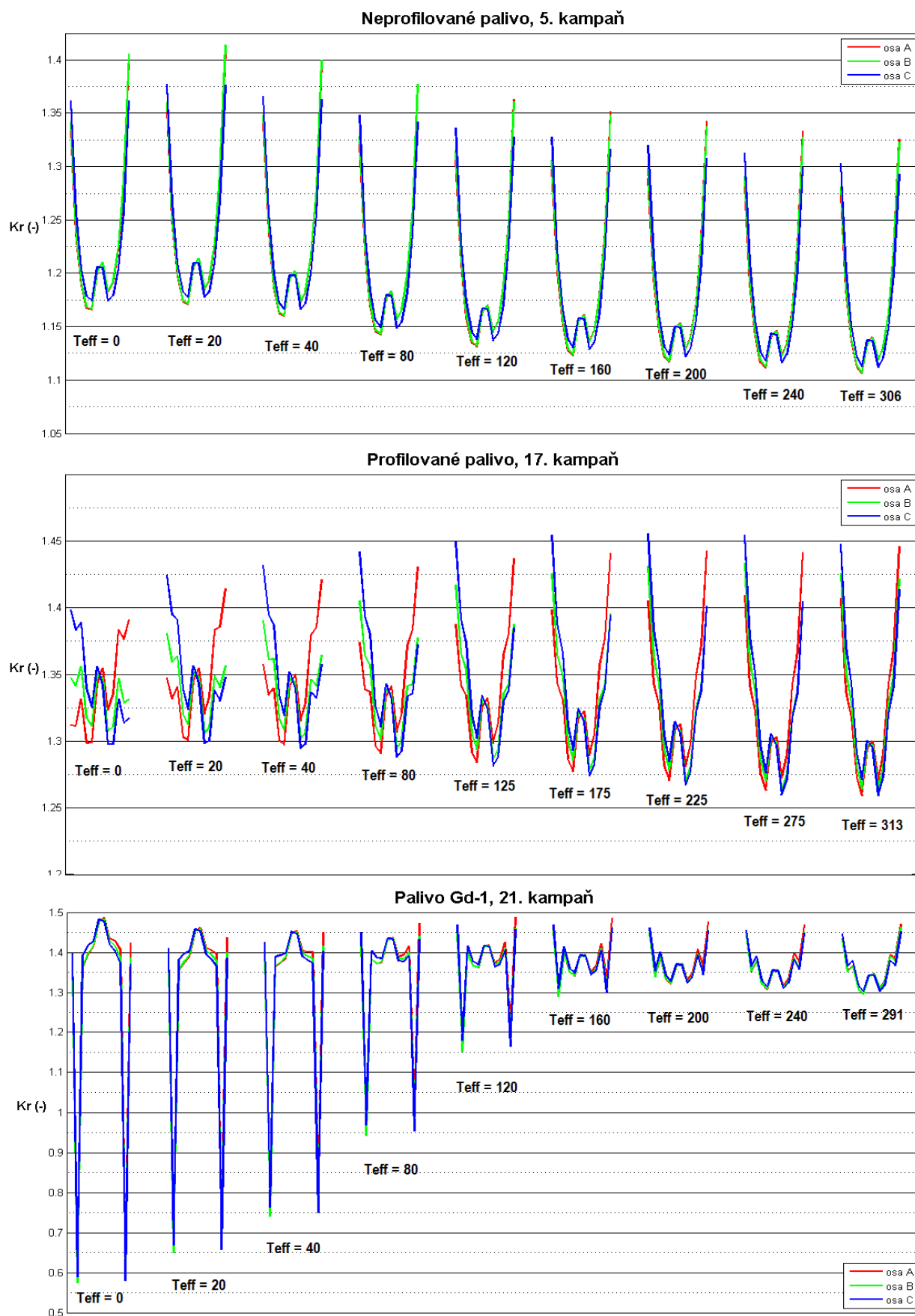
Tyto diagramy jsou velice názorné a umožňují si rychle vytvořit podrobnou představu o rozložení výkonu v rámci kazet, lépe než s pomocí grafů náklonu na Obr. 6.3 a Obr. 6.4. Lze je také využít k demonstraci jevů, které doprovázejí vyhořívání paliva. Je zde např. velmi názorně vidět vyhořívání gadoliniových vyhořívajících absorbátorů – ty reprezentují dva značné poklesy výkonu na obou stranách řezu kazetou ve všech osách, např. u kazety 21 na Obr. 6.7, které se postupem času vyrovnávají, až zcela vymizí. Na Obr. 6.8 jsou naopak vidět průběhy pro různá paliva, používaná na EDU (popsány v kapitole 2.2.2). Nejstarší, původně používaný typ paliva – neprofilované kazety – měly velký rozdíl mezi výkony proutků na okrajích a ve středu kazety (první graf Obr. 6.8). Toto se zlepšilo zavedením profilovaných souborů a především gadoliniových proutků v palivu (druhý a třetí graf Obr. 6.8). Ve snaze lépe využít palivo a prodloužit palivovou kampaň se zavádělo vyšší obohacení kazet – gadolinium tento přechod umožnilo kompenzací přebytkového výkonu na začátku kampaně a zajištěním rovnoměrnějšího uvolňování energie po celou dobu provozu. Poslední vizualizace pomocí metody tří os je na Obr. 6.9 a Obr. 6.10. Jde o průběhy rozložení výkonů v jediném palivovém souboru, po celou dobu jeho existence v AZ. Zobrazuje vlastně podobné informace, jako graf závislosti rozptylu na náklonu na Obr. 6.3, ale o poznání názornější formou. Je zde vidět vyhořívání gadolinia v prvním roce, vyrovnaný a málo proměnný průběh výkonů v druhém a třetím roce, i velice nesouměrné rozložení výkonu na okrajích AZ ve čtvrtém a pátém roce.



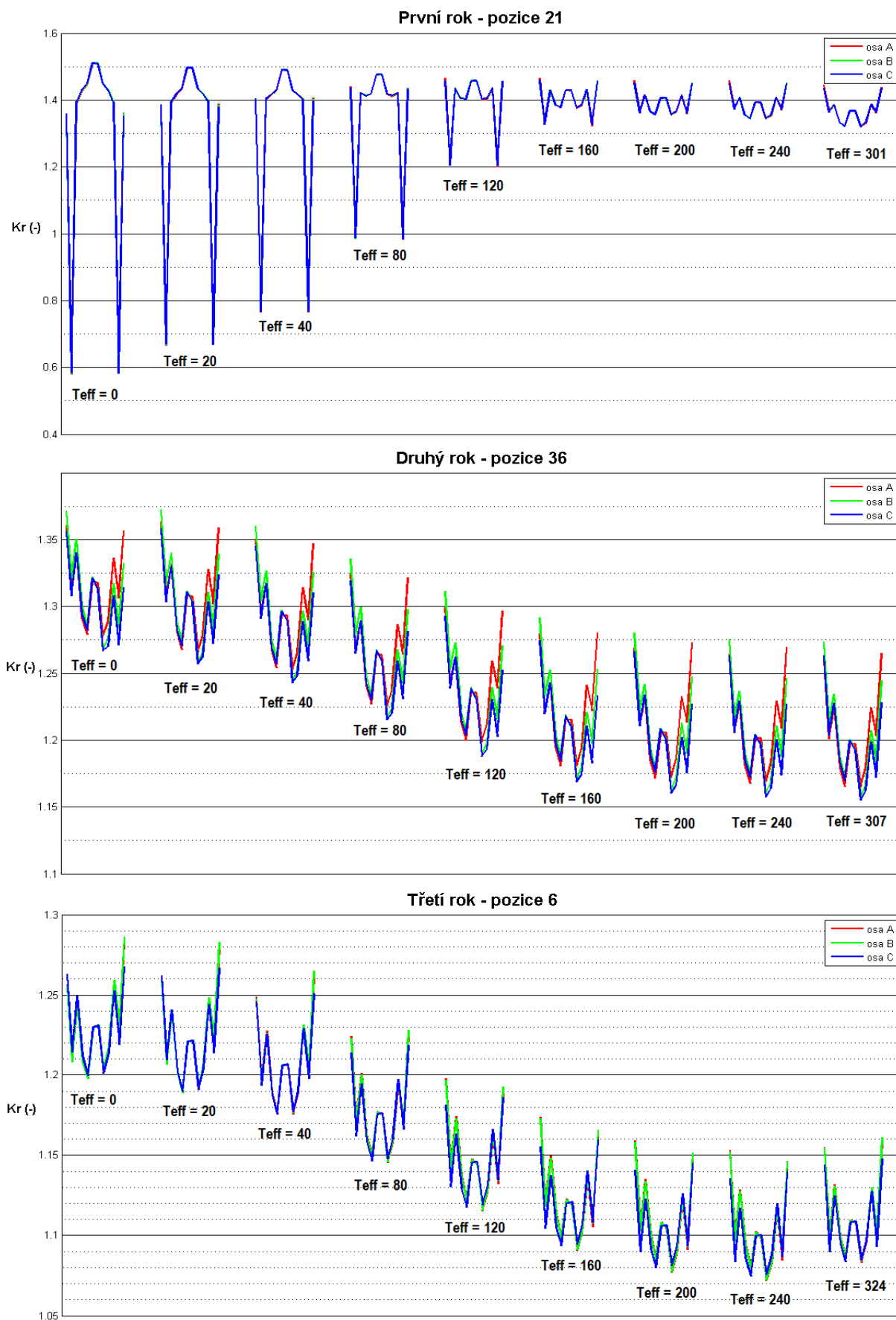
Obr. 6.6: Grafické zobrazení relativních výkonů proutků ve vybraných kazetách (28. kampaň 4. bloku EDU, 50 dní v reaktoru)



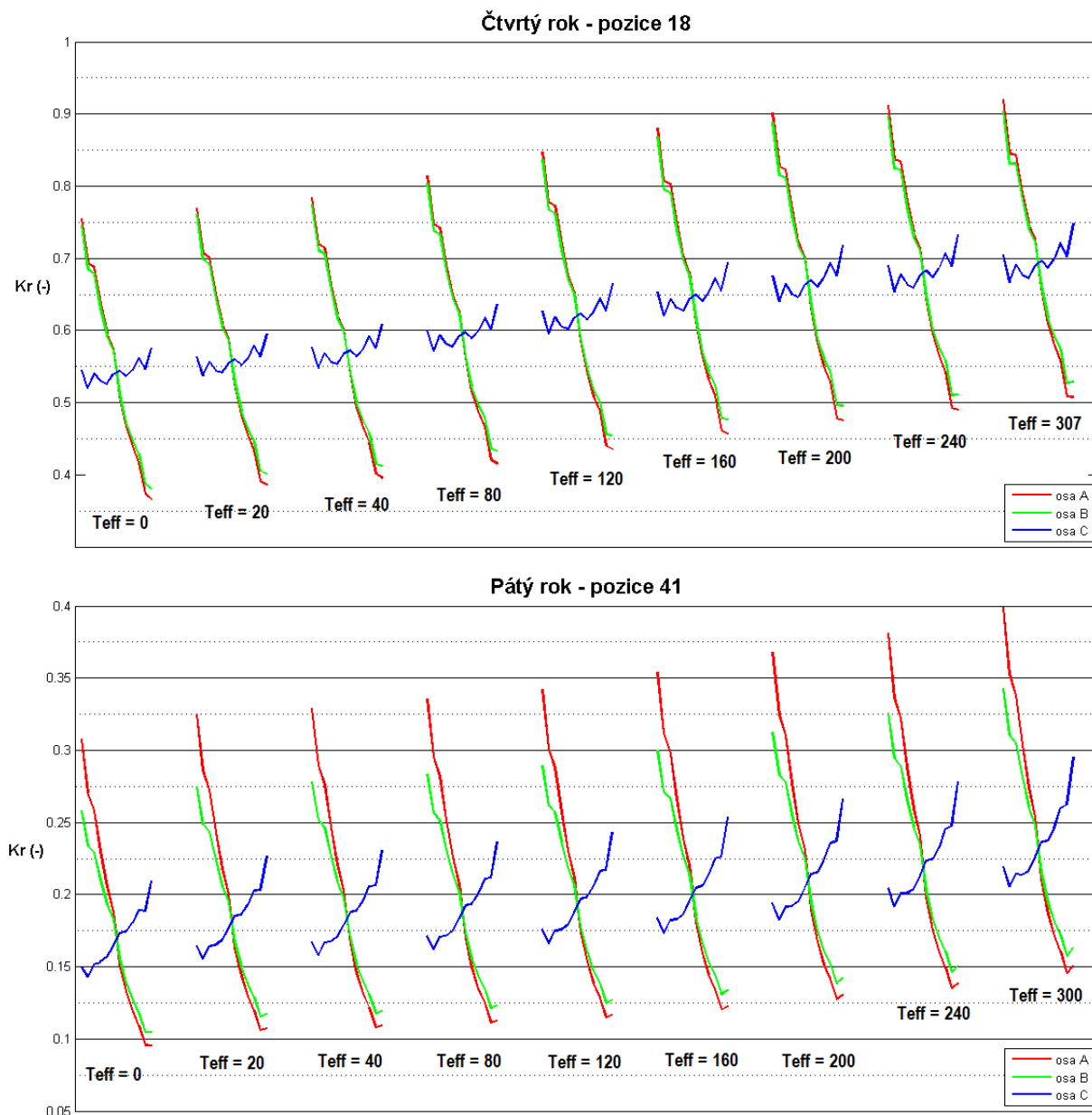
Obr. 6.7: Průběhy relativních výkonů proutků uvnitř vybraných kazet ve třech osách pro 28. kampaň 4. bloku EDU



Obr. 6.8: Srovnání průběhů relativních výkonů v osách pro různé typy paliva, používané na EDU (všechny příklady jsou pro kazetu na pozici 14)



Obr. 6.9: Vývoj průběhů relativních výkonů v osách kazety č. 6321 v průběhu její provozní životnosti (1. až 3. rok v AZ) – 1.část



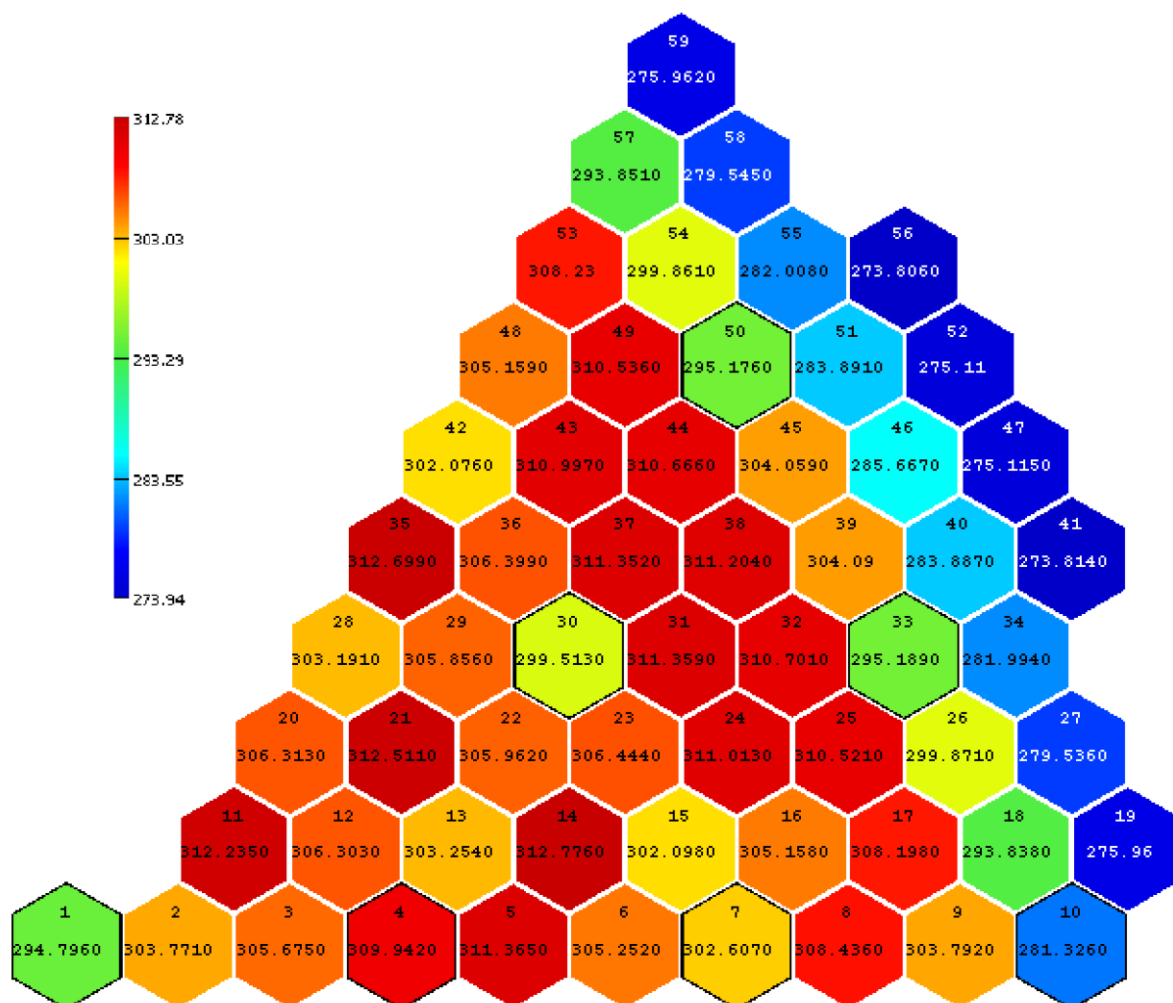
Obr. 6.10: Vývoj průběhů relativních výkonů v osách kazety č. 6321 v průběhu její provozní životnosti (4. a 5. rok v AZ) – 2.část

Z výše zmíněných poznatků o rozložení výkonu v rámci jednotlivých palivových kazet lze formulovat následující hypotézu. Pokud má nerovnoměrné rozložení výkonu v kazetách nějaký vliv na měření teplot chladiva na výstupu kazet, největší rozdíly měřených hodnot oproti vypočteným se očekávají u kazet s vnitřním průběhem výkonu jako na Obr. 6.10, nebo ve třetím grafu na Obr. 6.7, tj. u kazet s nakloněným, nebo jinak nesouměrným poproutkovým rozložením výkonu, umístěných především na okrajích AZ (pozice 39, 40, 45, 46, 51, 54, 55, apod.). Naopak u kazet se souměrným a vyrovnaným vnitřním rozložením výkonu (pozice 3, 4, 5, 21, 22, 35, 36, apod.) se předpokládá minimální rozdíl měřených teplot oproti vypočteným.

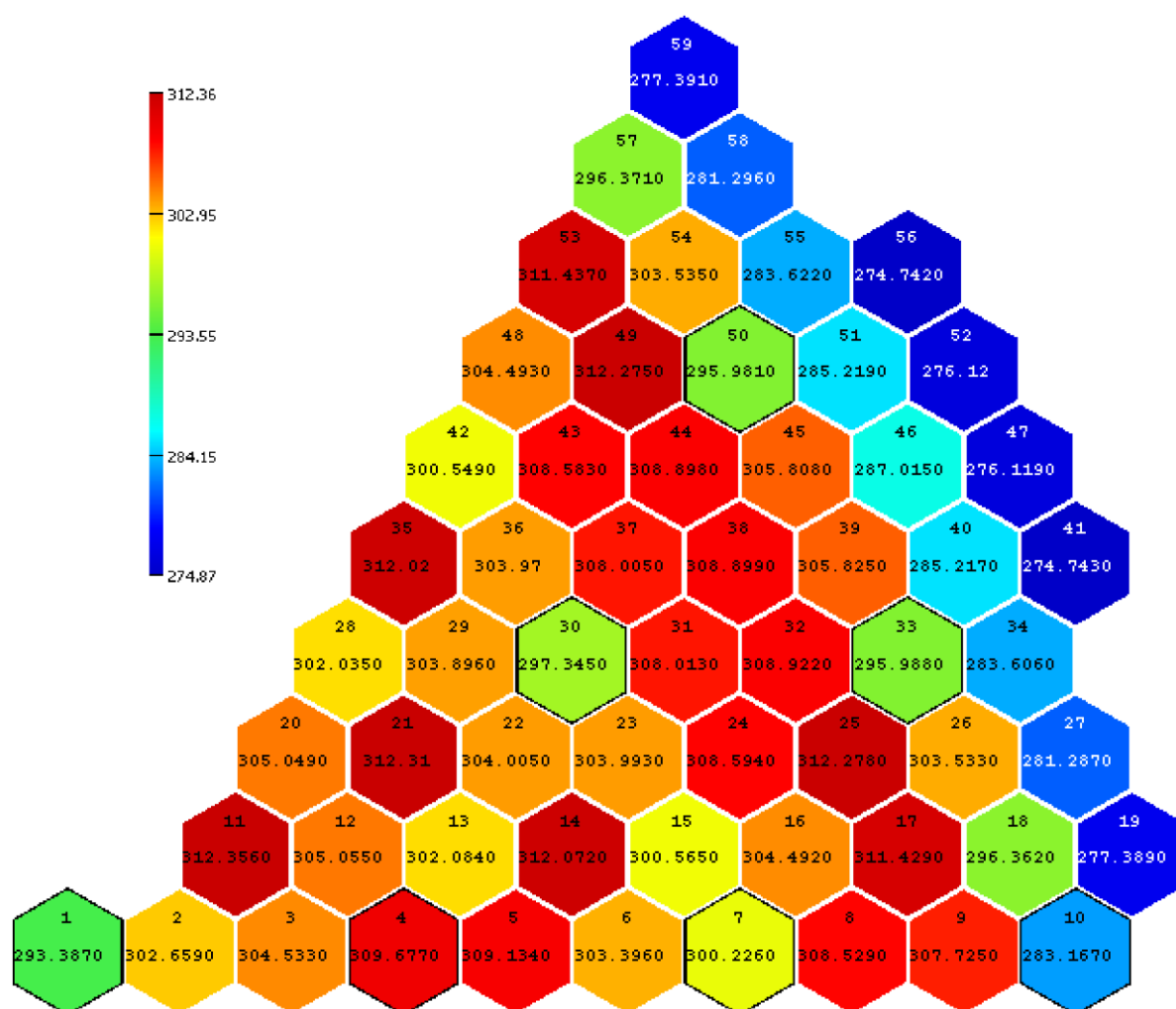
6.3 Srovnání vypočtených a změřených teplot chladiva na výstupu z kazet

Jako modelová kampaň pro srovnání byla zvolena 28. kampaň na 4. bloku EDU, neboť jde o nejaktuálnější kampaň, ze které jsou k dispozici měřená data (zavezena v reaktoru v roce 2015). Jeden vstup do analýzy tvoří výstupní teploty vypočtené v TH-bloku programu MOBY-DICK (popsán v kapitole 5), druhý vstup tvoří výstupní teploty změřené pomocí termočlánků (popis měření a rozmístění termočlánků v kapitole 2.3), vyexportované z archivu monitorovacího systému SCORPIO. Obě tyto sady vstupních dat jsou pomocí Mapview zobrazeny na Obr. 6.11 až Obr. 6.14. Na Obr. 6.13 a Obr. 6.14 jsou hodnoty měřené v celé AZ, bílá pole s nulou znamenají nepřítomnost termočlánku, s hodnotu -1 chybu měření.

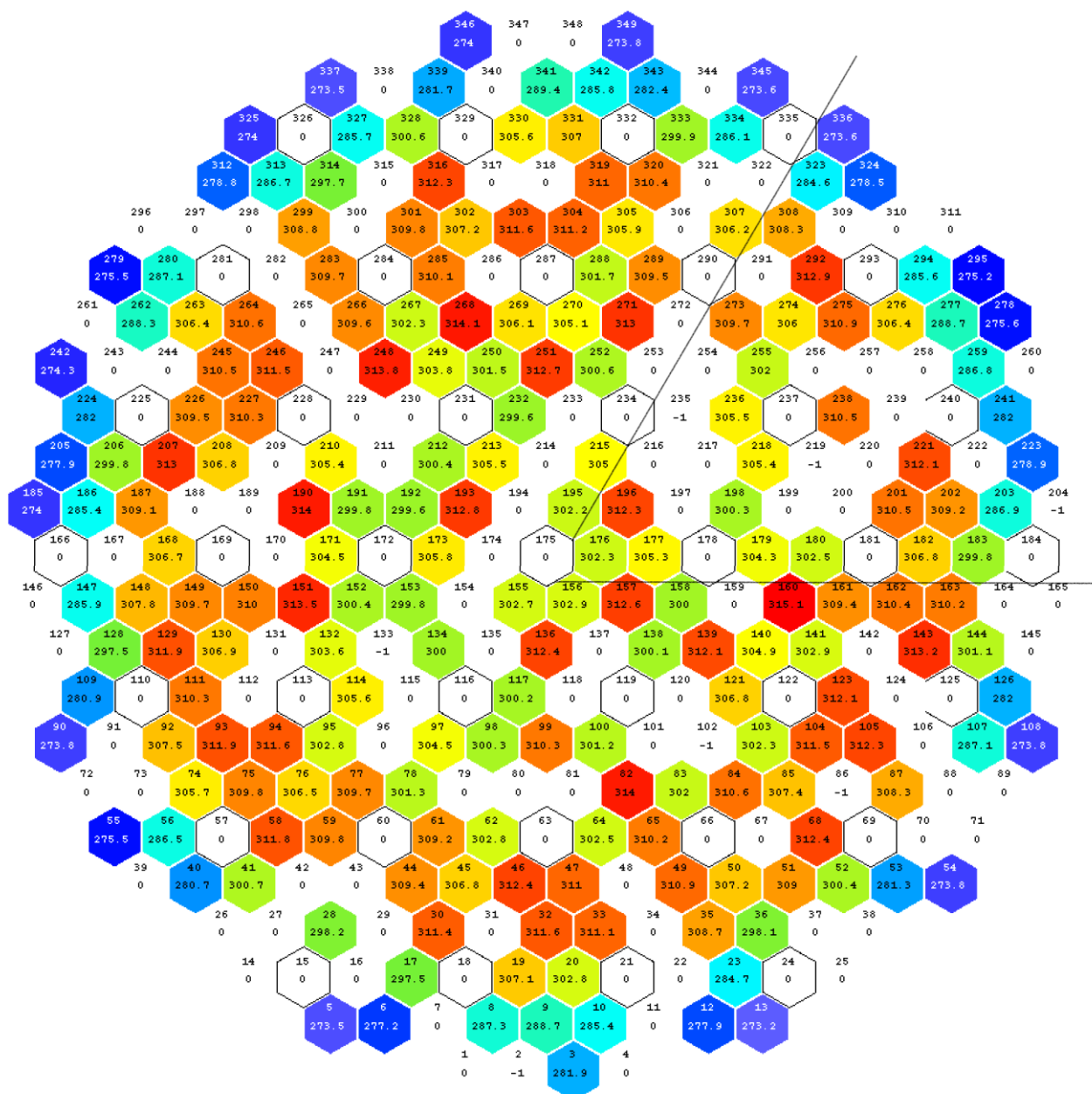
I vzhledem k velkému objemu dat pro celou kampaň bude postačující provést srovnání ve dvou časech - 40 dní (po odeznění přechodných dějů souvisejících se spouštěním reaktoru) a 200 dní (pokročilá fáze provozu) trvání kampaně. Srovnávat se budou pouze data v první šestině AZ (tj. té, která je na Obr. 6.13 vymezena kazetami 175, 184 a 336) a jen u kazet se známou hodnotou změřené teploty (osazených termočlánkem). Takto získaný soubor hodnot postačuje na to, aby se ze získaných výsledků daly vyvodit relevantní závěry.



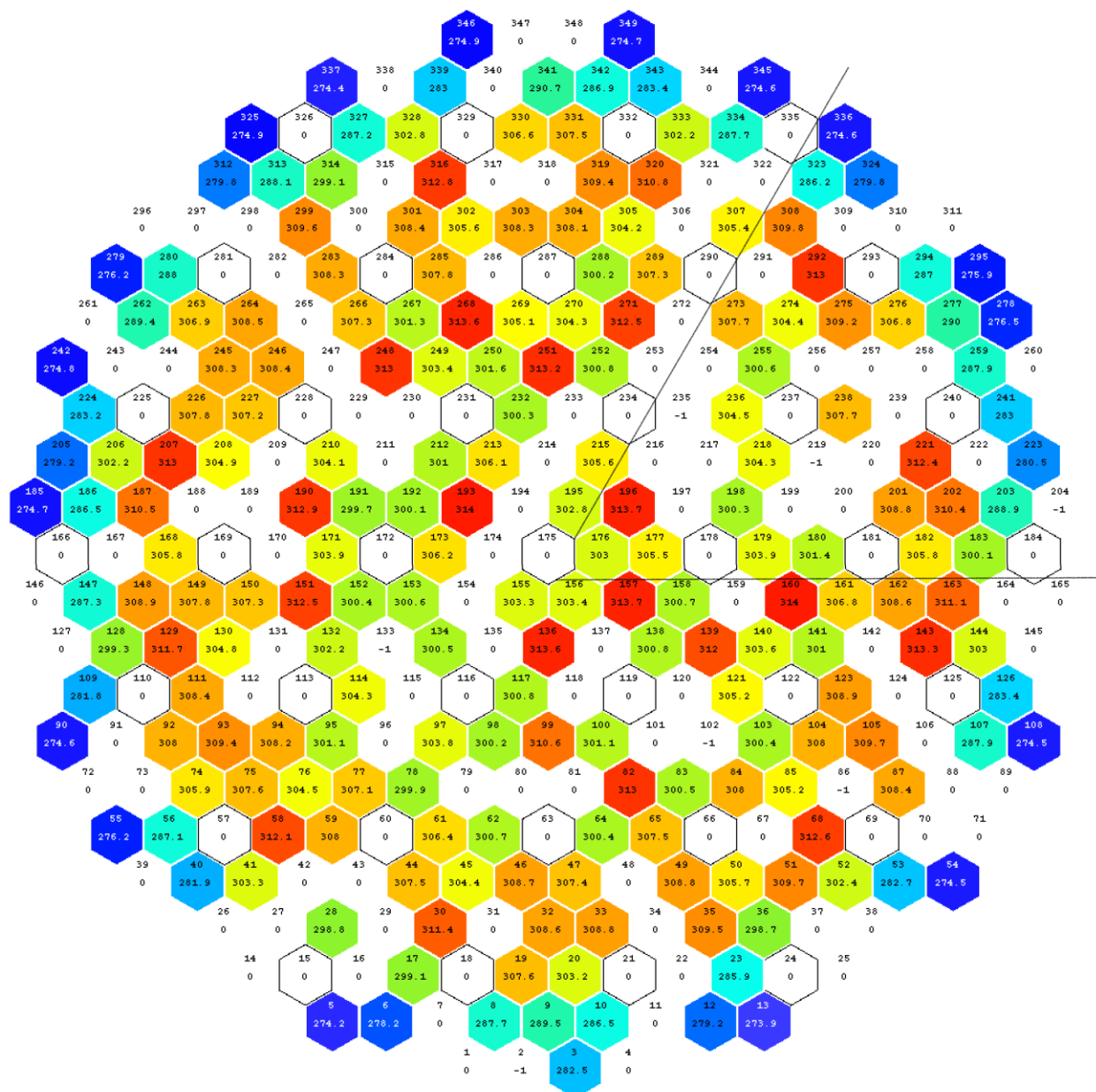
Obr. 6.11: Teploty chladiva na výstupu z kazet, vypočtené pomocí TH-bloku pro 40. den 28. kampaně 4. bloku EDU



Obr. 6.12: Teploty chladiva na výstupu z kazet, vypočtené pomocí TH-bloku pro 200. den 28. kampaně 4. bloku EDU



Obr. 6.13: Měřené teploty chladiva na výstupu z kazet z archivu systému SCORPIO pro 40. den 28. kampaně 4. bloku EDU s vyznačenou porovnávanou šestinou

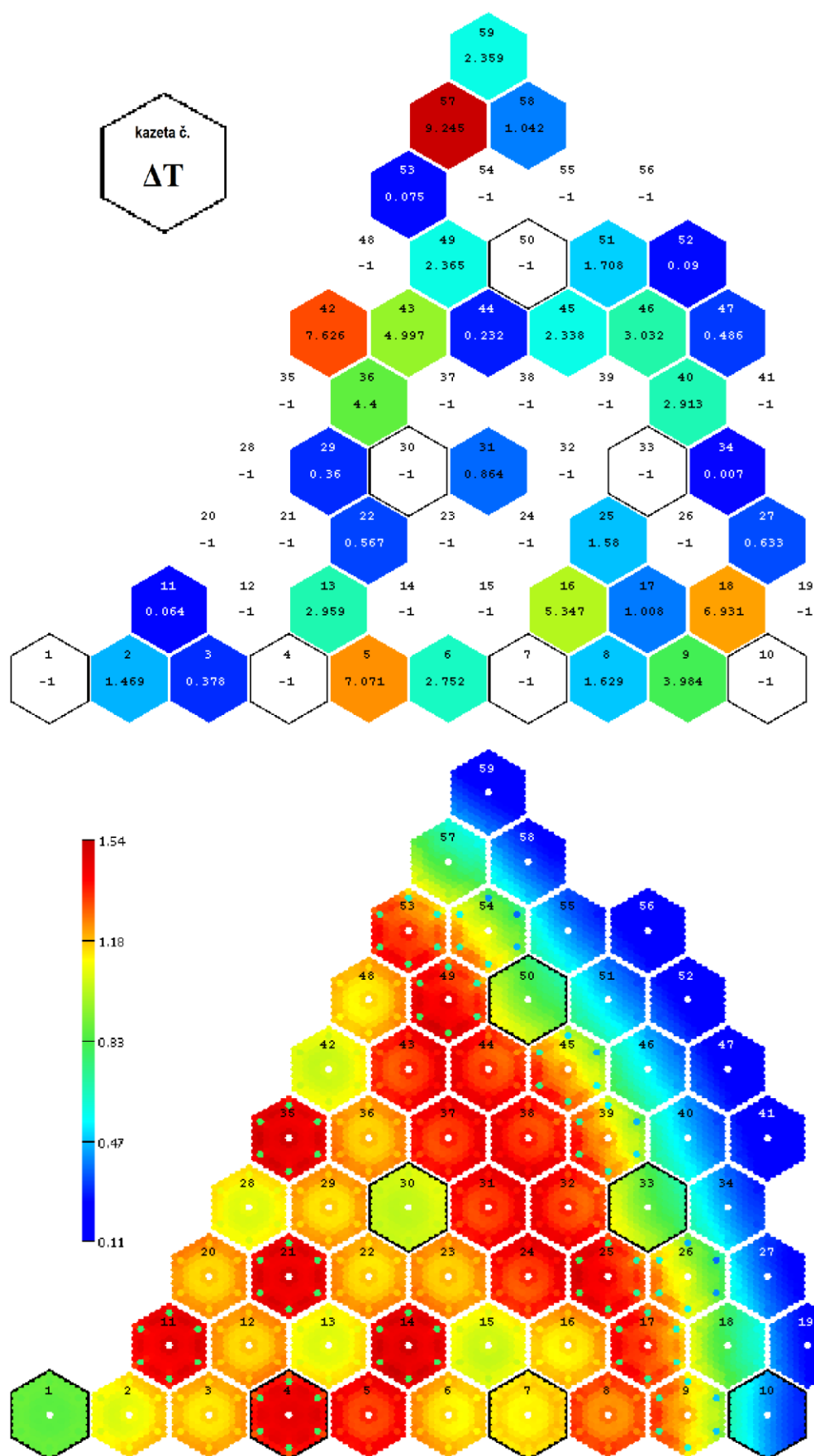


Obr. 6.14: Měřené teploty chladiva na výstupu z kazet z archivu systému SCORPIO pro 200. den 28. kampaně 4. bloku EDU s vyznačenou porovnávanou šestinou

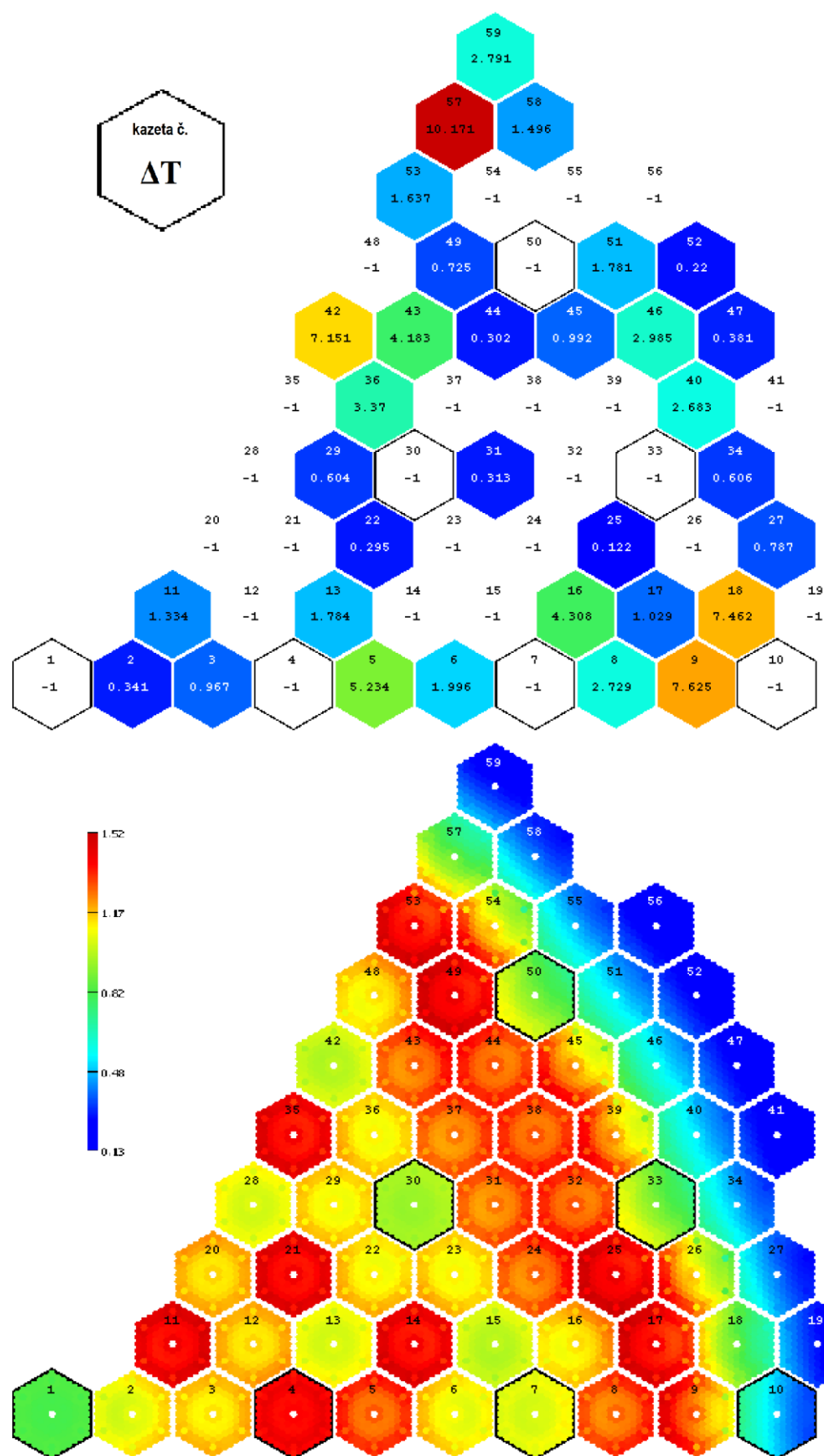
Výsledné rozdíly mezi vypočtenými a měřenými hodnotami jsou v tabulce Tab. 6.1. Hodnota ΔT zde představuje absolutní hodnotu rozdílu měřené a vypočtené teploty, s barevně vyznačenými třemi nejvyššími rozdíly (pro oba případy). Srovnávány jsou pouze ty kazety, pro které existují měřené hodnoty. Na Obr. 6.15 a Obr. 6.16 je toto srovnání provedeno graficky - vždy v horní části jsou zobrazeny rozdíly mezi měřenými a vypočtenými hodnotami (bílá políčka s hodnotou -1 znamenají absenci měřené hodnoty, tj. neumístěný termočlánek nebo chybu měření) pro 40. a 200. den kampaně, v dolní části jsou pak korespondující poproutková rozložení výkonů ve stejných časech. Tato rozložení jsou zde pro snazší analýzu vlivu nerovnoměrností rozložení výkonu na měření teplot – okamžitě si lze spojit hodnotu rozdílu teplot s rozložením výkonu v dané kazetě.

Tab. 6.1: Tabulka naměřených a vypočtených výstupních teplot a jejich odchylek v jedné šestině AZ pro 40. a 200. den 28. kampaně 4. bloku EDU s vyznačenými nejvyššími odchylkami

Číslo kazety	40 dní			200 dní			změna ΔT mezi oběma stavy
	T_{MD}	$T_{měř}$	ΔT	T_{MD}	$T_{měř}$	ΔT	
(-)	(°C)	(°C)	(°C)	(°C)	(°C)	(°C)	(°C)
2	303,769	302,3	1,469	302,659	303,0	0,341	1,128
3	305,678	305,3	0,378	304,533	305,5	0,967	0,589
5	311,371	304,3	7,071	309,134	303,9	5,234	1,837
6	305,252	302,5	2,752	303,396	301,4	1,996	0,756
8	308,429	306,8	1,629	308,529	305,8	2,729	1,100
9	303,784	299,8	3,984	307,725	300,1	7,625	3,641
11	312,236	312,3	0,064	312,356	313,7	1,344	1,280
13	303,259	300,3	2,959	302,084	300,3	1,784	1,175
16	305,153	310,5	5,347	304,492	308,8	4,308	1,039
17	308,192	309,2	1,008	311,429	310,4	1,029	0,021
18	293,831	286,9	6,931	296,362	288,9	7,462	0,531
22	305,967	305,4	0,567	304,005	304,3	0,295	0,272
25	310,520	312,1	1,580	312,278	312,4	0,122	1,458
27	279,533	278,9	0,633	281,287	280,5	0,787	0,154
29	305,860	305,5	0,360	303,896	304,5	0,604	0,244
31	311,364	310,5	0,864	308,013	307,7	0,313	0,551
34	281,993	282,0	0,007	283,606	283,0	0,606	0,599
36	306,400	302,0	4,400	303,970	300,6	3,370	1,030
40	283,887	286,8	2,913	285,217	287,9	2,683	0,230
42	302,074	309,7	7,626	300,549	307,7	7,151	0,475
43	310,997	306,0	4,997	308,583	304,4	4,183	0,814
44	310,668	310,9	0,232	308,898	309,2	0,302	0,070
45	304,062	306,4	2,338	305,808	306,8	0,992	1,346
46	285,668	288,7	3,032	287,015	290,0	2,985	0,047
47	275,114	275,6	0,486	276,119	276,5	0,381	0,105
49	310,535	312,9	2,365	312,275	313,0	0,725	1,640
51	283,892	285,6	1,708	285,219	287,0	1,781	0,073
52	275,110	275,2	0,090	276,120	275,9	0,220	0,130
53	308,225	308,3	0,075	311,437	309,8	1,637	1,562
57	293,845	284,6	9,245	296,371	286,2	10,171	0,926
58	279,542	278,5	1,042	281,296	279,8	1,496	0,454
59	275,959	273,6	2,359	277,391	274,6	2,791	0,432



Obr. 6.15: Rozdíly mezi měřenými a vypočtenými teplotami pro 40. den 28. kampaně 4. bloku na EDU (nahore) s korespondujícím poproutkovým rozložením výkonu ve stejném čase (dole)



Obr. 6.16: Rozdíly mezi měřenými a vypočtenými teplotami pro 200. den 28. kampaně 4. bloku na EDU (nahore) s korespondujícím poproutkovým rozložením výkonu ve stejném čase (dole)

Z těchto dvou srovnání na Obr. 6.15 a Obr. 6.16 lze vyvodit následující poznatky. Největší rozdíl mezi měřenou a vypočtenou teplotou je v obou případech u kazety 57, v dalším pořadí kazet už se od sebe oba případy liší, ale celkově velké rozdíly mají kazety 5, 9, 16, 18, 42, a 43. Na druhé straně nejmenší rozdíly (zde se také oba případy v pořadí liší) lze pozorovat u kazet 52, 44, 47, 29, 22, 11, i dalších. U těchto dvou skupin nejsou z hlediska rozložení výkonu patrné žádné společné charakteristiky. Pokud jde o kazety s největším rozdílem teplot, kazeta 57 se suverénně největším rozdílem v obou případech má jen velice slabou nesouměrnost rozložení výkonu 40. den. Tato nesouměrnost se 200. den prohloubí, ale nijak výrazně. Kazeta 18 je na tom podobně. Kazety 5 a 42 mají velice symetrické rozložení výkonu, které je navíc stabilní 40. i 200. den. Největší změnu rozdílu teplot mezi 40. a 20. dnem má kazeta 9, která už má relativně velký náklon výkonu k jedné straně kazety – ten se ale příliš v průběhu kampaně nemění, pouze se zvýší celkový relativní výkon kazety. Na druhé straně, kazety s velice malými rozdíly mezi měřenou a vypočtenou teplotou, např. kazety 51, 52, 47, 34, mají velké nerovnoměrnosti v rozložení výkonu (jsou na okraji AZ), ale opět se zde najdou i kazety souměrné, které mají taktéž malý rozdíl – např. 44, 25, 11, 29.

Celkově vzato, není zde patrná žádná konkrétní korelace mezi nerovnoměrným rozložením výkonu uvnitř kazety a rozdílem mezi měřenou a vypočtenou teplotou chladiva na výstupu kazety. Prvotní premisa, že výkonově nesouměrné kazety budou mít zmíněný rozdíl největší a vyrovnané a souměrné kazety naopak nejmenší, se ukázala jako mylná. Skutečná závislost těchto dvou parametrů je mnohem více chaotická – jsou zde rovnoměrné kazety s velkým i malým rozdílem teplot a stejně tak i nesouměrné kazety s velkým i malým rozdílem. Extrémy těchto rozdílů přísluší kazetám bez nějaké zvláštní charakteristiky z hlediska vnitřního rozložení výkonu, snad jen že se vesměs nachází na okrajích šestiny AZ – v rámci celé AZ to ale není příliš relevantní závěr. Ze všech těchto poznatků je tedy jasné, že odchylka měřených teplot chladiva na výstupu z kazet od teplot vypočtených nesouvisí s nerovnoměrností vnitřního rozložení výkonu v kazetách. Anebo pokud ano, tak jen velice okrajově, popř. podle nějaké velice složité funkce. Hlavní příčina těchto odchylek se zdá být zcela jiná.

Výsledky této analýzy bezpochyby ovlivňuje i přesnost výpočetního softwaru. Výpočetní program MOBY-DICK a jeho modul TH-blok (popsaný v kapitole 5), který byl použit v tomto případě, má pořád do značné míry zjednodušený způsob řešení problému přestupu tepla. Jde o program používaný především pro provozní výpočty, kde je hlavní prioritou spíše rychlost výpočtu – pro tyto účely je přesnost výpočtu dostačující. Ale pro termohydraulickou analýzu takto specifického rázu se TH-blok nemůže srovnávat s výkonnými numerickými programy na bázi CFD simulací (Computational Fluid Dynamics). Pro další zkoumání vlivu nesymetrického rozložení výkonu v kazetách na výstupní teploty chladiva by bylo na místě použít některý z této skupiny programů.

Zjištěné výsledky také korespondují se zkušenostmi z praxe. Oddělení projektování a bezpečnostního hodnocení vsázek na EDU se touto problematikou už jistý čas zabývá, a také neobjevilo žádnou konkrétní souvislost mezi odchylkami měření výstupních kazetových teplot a nerovnoměrnostmi v poproutkovém rozložení výkonu v jednotlivých kazetách. Určitý dopad zde patrně je, ale z velkého množství činitelů, které ovlivňují odchylku měřené teploty od vypočtené, jde v tomto případě o vliv jednoznačně podřadný. Na zmíněném oddělení bylo mimo jiné v rámci této problematiky zjištěno, že jev, který má na odchylku měřené teploty od vypočtené rozhodující vliv, je profil výkonu uvnitř kazety z hlediska poměru výkonu na okraji k výkonu ve středu. Protože jsou měřicí termočlánky na výstupu z kazet umístěny ve středu kazet, největší vliv na měřenou teplotu má velikost výkonu uprostřed kazety, zatímco velikost výkonu na okrajích kazety takový vliv nemá. Potom u čerstvých kazet, které mají konkávní profil výkonu a mají tedy větší výkon

uprostřed oproti okrajovým proutkům, je naměřena vyšší teplota než očekávaná vypočtená. Naopak u starších kazet s velkým vyhořením, které mají konvexní profil výkonu s malým výkonem uprostřed a větším na okrajích, se měří teplota menší než vypočtená. Na základě tohoto jevu existuje korekční křivka teploty v závislosti na vyhoření kazety, implementovaná do monitorovacího systému SCORPIO, kde u čerstvých kazet se měřená teplota upraví záporně (odečítá se od ní) a u kazet s velkým vyhořením kladně.

7 ZÁVĚR

Tato diplomová práce se zabývá tématem poproutkového rozložení výkonu v kazetách reaktoru VVER-440 v Jaderné elektrárně Dukovany a vlivem nerovnoměrnosti tohoto rozložení na měření teploty chladiva na výstupu z jednotlivých kazet.

První část práce obsahuje teoretický úvod do řešené problematiky. Je zde stručně popsána technologie reaktoru VVER-440 (především paliva), palivový cyklus včetně jeho inovace a systém vnitroreaktorového měření. Následují fyzikální základy vývinu tepla v jaderných reaktorech, veličiny pro popis rozložení výkonu v AZ a také rozložení teplot v palivovém kanále. Část textu se věnuje přehledu výpočetních kódů v reaktorové fyzice a jejich přístupům k řešení neutronové bilance v AZ. Podrobněji je popsán program MOBY-DICK, který je v této práci použit ke konkrétním výpočtům.

Druhá, praktická část práce obsahuje samotnou analýzu vlivu nerovnoměrného rozložení výkonu v kazetách na měřenou výstupní teplotu chladiva (kapitola 6). Součástí této analýzy je přehled různých metod popisu rozložení výkonu v AZ a jeho nerovnoměrností, včetně vizualizací těchto metod, dále pak limitní provozní podmínky pro dukovanský reaktor VVER-440 v oblasti rozložení výkonu a teplot. Klíčovým bodem je srovnání měřených teplot, získaných z monitorovacího systému SCORPIO, s teplotami vypočtenými pomocí programu MOBY-DICK a jeho součástí TH-blok. Toto srovnání je provedeno pro 28. kampaň 4. bloku EDU, konkrétně pro 40. a 200. den této kampaně – jeho výsledky jsou zobrazeny na Obr. 6.15 a Obr. 6.16.

Výsledek tohoto srovnání je v rozporu s prvotní hypotézou, která zněla, že pokud má nerovnoměrnost vývinu tepla vliv na měření výstupních kazetových teplot, kazety s největším vnitřním výkonovým nevyrovnáním by měly vykazovat největší rozdíly měřených teplot od vypočtených. Nebyla nalezena žádná konkrétní korelace mezi nevyrovnaným poproutkovým rozložením výkonu a odchylkou měřené teploty od vypočtené. Největší odchylky teplot se vyskytují u výkonově relativně souměrných kazet, a na druhé straně u výkonově velice nevyrovnaných kazet je odchylka velice malá. Navíc jsou zde i výjimky v podobě několika výkonově nevyrovnaných kazet, které skutečně vykazují vyšší odchylku teplot (podle původní hypotézy). Tato spojitost se ale jeví spíše jako náhodná a nelze z ní usuzovat na nějakou kolektivní souvislost. Z tohoto srovnání tedy vyplývá, že nevyrovnané poproutkové rozložení výkonu v rámci jednotlivých kazet na rozdíl měřené a vypočtené výstupní kazetové teploty chladiva vliv nemá. Resp. pokud má, jde pouze o vliv výrazně podřadný ve srovnání s ostatními vlivy na tuto odchylku, řídící se navíc nějakou složitou funkcí.

Přestože jde o výsledek negativní, uspokojuje v úvodu vytyčené cíle práce a dává podnět pro další výzkum v této oblasti. Poproutkové rozložení výkonu je jen jedním z mnoha činitelů, které by mohly ovlivňovat měření výstupní teploty chladiva. Útvar reaktorové fyziky na EDU se touto problematikou už nějakou dobu zabývá, jde ale o stále otevřené téma s prostorem pro nové studie. Zatím bylo zjištěno, že zásadní vliv na odchylku měřené výstupní teploty od vypočtené má velikost výkonu uprostřed kazety vzhledem k výkonu na okraji kazety. Protože jsou termočlánky, které tuto teplotu měří, umístěny uprostřed kazet, mají tendenci měřit vyšší výstupní teplotu u nových kazet s velkým výkonem středových proutků oproti krajním, a naopak menší teplotu u kazet starších s vysokým vyhořením, kde je tento poměr obrácený. Pro tento jev již byla na EDU vytvořena korekční křivka teplot v závislosti na vyhoření kazety pro implementaci do reaktorového monitorovacího systému SCORPIO. Vlivů na odchylku měření výstupní teploty je ale více a jde tedy o perspektivní oblast pro další analýzu.

Výstup této práce v podobě neprokázání vlivu nerovnoměrného rozložení výkonu v kazetách na měření výstupní teploty ale také není definitivní. V rámci ověření zjištěných výsledků by bylo vhodné provést stejný výpočet pomocí přesnějších termohydraulických programů, neboť TH-blok programu MOBY-DICK je navržen pro provozní výpočty s požadavkem především na rychlost výpočtu, a jeho tepelný model je tedy značně zjednodušený. Vhodným programem pro takovýto výpočet by byl některý z moderních numerických kódů na bázi CFD simulací, jejichž tepelný model a popis proudící kapaliny lépe odpovídá skutečnosti.

POUŽITÁ LITERATURA

- [1] RAČEK, Jiří. *Jaderné elektrárny*. Vyd. 3. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, Ústav elektroenergetiky, 2008. ISBN 978-80-214-3770-8.
- [2] BÁRTA, Martin. *Průtok chladiva v aktivní zóně reaktoru VVER-440*. Praha, 2010. Diplomová práce. České vysoké učení technické v Praze.
- [3] HEZOUČKÝ, František, Pavel KAŇOVSKÝ a Ján NAŇO. *Základy teorie provozních režimů jaderných elektráren s tlakovodními reaktory*. Vyd. 1. Praha: Česká technika - nakladatelství ČVUT, 2005. ISBN 80-010-3324-4.
- [4] SKLENKA, Ľubomír. *Provozní reaktorová fyzika*. Vyd. 1. Praha: Vydavatelství ČVUT, 2001. ISBN 80-010-2283-8.
- [5] BURKET, Daneš. *Palivové vsázky se zdokonaleným palivem na Jaderné elektrárně Dukovany*. Dukovany, 2003. Dizertační práce. České vysoké učení technické v Praze. Vedoucí práce Prof. Ing. Karel Matějka, CSc.
- [6] ŠKODA - ZÁVOD ENERGETICKÉ STROJÍRENSTVÍ, . *Dispozice betonové šachty reaktoru: technická dokumentace*. Centrální archiv EDU, 1987. AE 130 38P.
- [7] ČEZ, a. s. *Pracovní dokumentace Odboru reaktorová fyzika*. Jaderná elektrárna Dukovany: ČEZ a. s., 2016.
- [8] BÁRTA, Martin. *Oddělení projektování a bezpečnostního hodnocení vsázek - fotografická dokumentace*. Jaderná elektrárna Dukovany: ČEZ a. s., 2016.
- [9] HEŘMANSKÝ, Bedřich. *Termomechanika jaderných reaktorů: vysokoškolská učebnice pro vysoké školy technické, studijní obor 39-39-8 Jaderné inženýrství*. 1. vyd. Praha: Academia, 1986.
- [10] HEŘMANSKÝ, Bedřich. *Dynamika jaderných reaktorů: dočasná vysokošk. učebnice pro stud. obor jaderné inženýrství*. 1. vyd. Praha: VN MON, 1987.
- [11] LAMARSH, John R. a Anthony J. BARATTA *Introduction to Nuclear Engineering*. 3. vydání. New Jersey: Prentice Hall, 2001. ISBN 0-201-82498-1.
- [12] OKA, Yoshiaki. *Nuclear reactor design*. Tokyo: Springer, 2014. Advanced course in nuclear engineering. ISBN 978-443-1548-973.
- [13] DAVISON, B a J SYKES. *Neutron transport theory*. Oxford: Clarendon, 1957.
- [14] FRÝBORT, Jan, Lenka HERALTOVÁ a Milan ŠTEFÁNIK. *Úvod do reaktorové fyziky: teorie a cvičení*. 1. vyd. V Praze: České vysoké učení technické, 2013. ISBN 978-80-01-05322-5.
- [15] LAWRENCE, R. D. Progress in nodal methods for the solution of the neutron diffusion and transport equations. *Progress in nuclear energy*. 1986, (17), 271-301.

- [16] REUSS, Paul. *Neutron physics*. Les Ulis: EDP Sciences, 2008. Nuclear engineering (EDP Sciences). ISBN 978-2-7598-0041-4.
- [17] HÉBERT, Alain. *Applied reactor physics*. Reprint. Montréal: Presses internationales Polytechnique, 2009. ISBN 978-255-3014-369.
- [18] STACEY, Weston M. *Nuclear Reactor Physics*. Second Edition. Weinheim: WILEY-VCH Verlag GmbH & Co., 2007. ISBN 978-3-527-40679-1.
- [19] LEPPÄNEN, Jaakko. *Development of a new Monte Carlo reactor physics code*. Espoo: VTT, 2007. ISBN 978-951-3870-195.
- [20] KRÝSL, Václav a kol. *Průručka k programu MOBY-DICK*. 4. revize. Plzeň: Škoda JS a. s., 2010.
- [21] VYTISKA, Tomáš. *Seznámení s programem MOBY-DICK a výpočet benchmarku s palivem Gd-2 (EDU)*. Praha, 2007. Bakalářská práce. ČVUT.
- [22] HEJZLAR, Jonatan. *Mapview - grafické rozhraní pro MOBY-DICK*. Aktuální verze 6 revize 2. Spravuje a rozvíjí ŠKODA JS, a.s., 2016.
- [23] BAJGL, Josef a Martin BÁRTA. *Oddělení projektování a bezpečnostního hodnocení vsázek - ústní konzultace*. Jaderná elektrárna Dukovany, 2016.
- [24] ČEZ, a. s. a Jozef RŮŽIČKA A KOL.. *Provozní dokument A004a - Limity a podmínky bezpečného provozu, blok číslo 4*. Jaderná elektrárna Dukovany: Interní dokument ČEZ a. s., 2013.